



**GSI-93-12
REPORT
MAERZ 1993
ISSN 0171-4546**

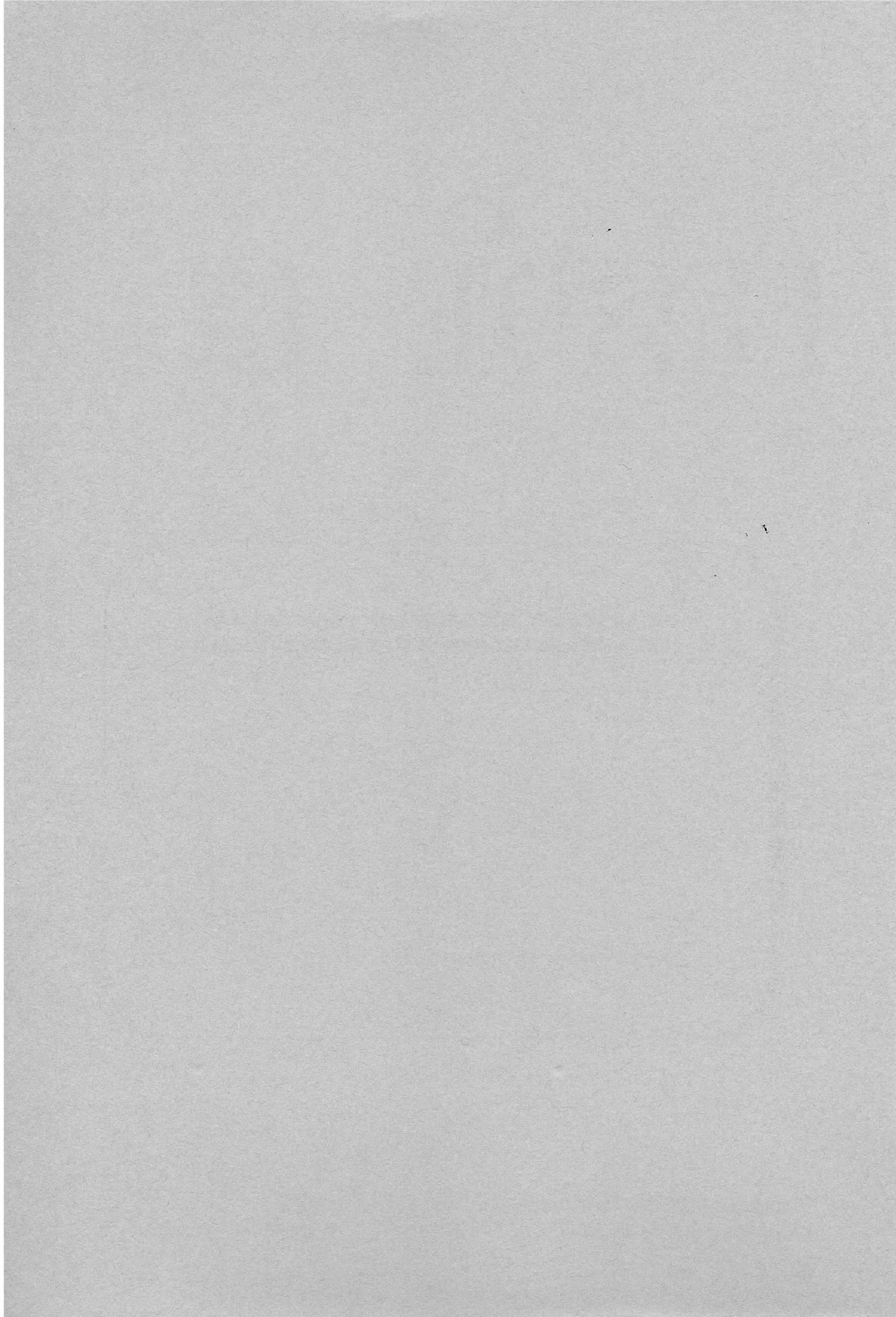
**DIE VIELFACHIONISATION VON EDELGASEN IN
HOCHENERGETISCHEN SCHWERIONENSTÖßEN**

H.E. BERG

(Doktorarbeit, Universität Frankfurt)

Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH

Planckstr. 1 · Postfach 11 05 52 · D-6100 Darmstadt 11 · Germany



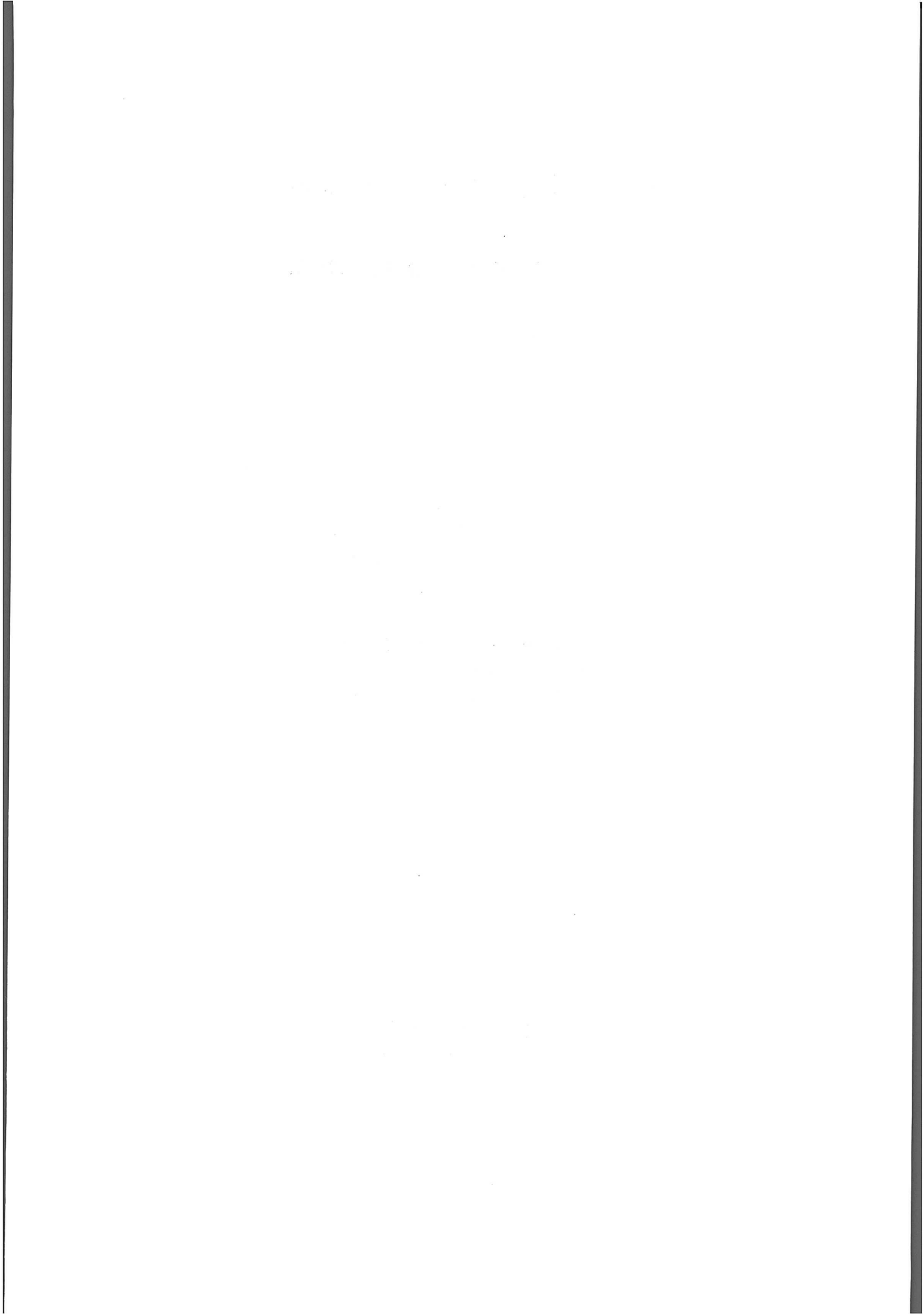
Die Vielfachionisation von Edelgasen in
hochenergetischen Schwerionenstößen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von
Hans Eberhard Berg
aus Oldenburg/Holstein

Frankfurt am Main 1993



Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung.....	11
2.	Theorie.....	15
2.1.	Theorie zur Vielfachionisation im Allgemeinen..	15
2.1.1.	Binomialstatistik und das Modell unabhängiger Elektronen.....	17
2.1.1.1.	Die Einteilchenionisationswahrscheinlichkeit $P_s(b)$	18
2.1.1.2.	Berechnung der $P_s(b)$ in den klassischen CTMC-Rechnungen.....	20
2.1.1.3.	Berechnung der $P_s(b)$ in der quantensta- tistischen Beschreibung von Horbatsch.....	22
2.1.2.	Die nCTMC-Rechnungen von R. Olson.....	25
2.2.	Zur Ionisation eines Heliumtargets im Speziellen.....	27
2.2.1.	Allgemeines zur Einfach- und Doppelionisation von Helium.....	27
2.2.2.	Klassische Methoden der Beschreibung (nCTMC und dCTMC).....	30
2.2.3.	Kurze Beschreibung verschiedener Berechnungs- methoden für die Ionisation von Helium.....	32
2.2.3.1.	Semiclassical Approximation (SCA).....	32

2.2.3.2.	Forced Impulse Method (FIM) von Reading und Ford.....	33
2.2.3.3.	Weitere quantenmechanische Ansätze.....	34
2.2.3.4.	Andersens semiempirischer Ansatz.....	37
2.2.3.5.	Janevs globale Skalierungsformeln.....	39
3.	Konzeption der Experimente.....	44
3.1.	Allgemeines zu Wirkungsquerschnitten und Absolutnormierung.....	44
3.2.	Flugzeitmessung zur Bestimmung des Ladungszustandes der Rückstoßionen.....	47
3.3	Design der verschiedenen Spektrometer.....	49
3.3.1.	Die Meßapparatur für UNILAC und BEVALAC.....	49
3.3.1.2.	Rechnungen zum Spektrometer.....	56
3.3.1.2.1.	Flugzeiten und Zeitauflösung.....	56
3.3.1.2.2.	Transmission der Rückstoßionen.....	58
3.3.2.	Die Meßapparatur für die Messungen am SIS.....	60
3.3.2.1.	Spezifikationen und Design.....	60
3.3.2.2.	Rechnungen zum Spektrometer.....	66
3.3.2.2.1.	Flugzeiten und Zeitauflösung.....	66
3.3.2.2.2.	Transmission der Rückstoßionen.....	69
3.4.	Die Messungen am UNILAC.....	70

3.4.1.	Experimenteller Aufbau und Strahlführung.....	70
3.4.2.	Signalverarbeitung und Datenaufnahme.....	71
3.5	Die Messung am BEVALAC.....	73
3.5.1.	Experimenteller Aufbau und Strahlführung.....	73
3.5.2.	Signalverarbeitung und Datenaufnahme.....	74
3.6.	Die Messungen am SIS.....	75
3.6.1.	Experimenteller Aufbau und Strahlführung.....	75
3.6.2.	Signalverarbeitung und Datenaufnahme.....	76
4.	Datenauswertung, Ergebnisse und Fehlerdiskus- sion.....	77
4.1.	Absolute und ladungsabhängige Nachweiswahr- scheinlichkeit des Rückstoßionendetektors.....	78
4.1.1.	Nachweiswahrscheinlichkeit der Kanalplatten- vervielfacher.....	78
4.1.2.	Ladungsabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit....	80
4.2.	Auswertung der Eichmessung am UNILAC.....	83
4.2.1.	Reduktion der Daten.....	83
4.2.2.	Absolute Umladequerschnitte.....	86
4.2.3.	Vergleich der verschiedenen Skalierungsfor- meln für den Elektroneneinfang.....	87
4.2.4.	Diskussion der Fehler.....	90

4.3.	Auswertung der am UNILAC gemessenen Ionisations- wirkungsquerschnitte.....	92
4.3.1.	Reduktion der Daten.....	92
4.3.2.	Absolute Wirkungsquerschnitte für die Ioni- sation von Helium, Neon und Argon.....	93
4.3.3.	Diskussion der Fehler.....	96
4.4	Auswertung der Messungen am BEVALAC.....	96
4.4.1.	Reduktion der Daten.....	96
4.4.2	Absolute Wirkungsquerschnitte für die Ioni- sation von Helium, Neon und Argon.....	97
4.4.3.	Diskussion der Fehler.....	102
4.5.	Auswertung der Messungen am SIS.....	102
4.5.1.	Reduktion der Daten.....	102
4.5.2.	Das Spektrometer als Instrument der Strahl- analyse.....	111
4.5.3.	Absolute Wirkungsquerschnitte für die Ioni- sation von Helium, Neon und Argon.....	112
4.5.4.	Diskussion der Fehler.....	117
5.	Diskussion der Ergebnisse.....	119
5.1.	Vorbemerkung zu relativistischen Geschwin- digkeiten in den verwendeten Rechnungen.....	119

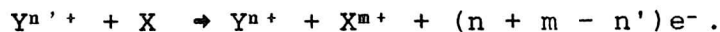
5.2.	Totale Ionisationsquerschnitte für Helium, Neon und Argon.....	120
5.2.1.	Grundlagen und Rechnungen.....	120
5.2.2.	Vergleich mit den experimentellen Wirkungs- querschnitten.....	126
5.2.3.	Skalierungsformeln für die totalen Wirkungs- querschnitte.....	129
5.3.	Absolute Wirkungsquerschnitte für Helium.....	132
5.3.1.	Einfachionisation von Helium.....	133
5.3.1.1.	Geschwindigkeitsabhängigkeit der Einfach- ionisation.....	133
5.3.1.2.	Ladungsabhängigkeit der Einfachionisation von Helium.....	139
5.3.2.	Zweifachionisation von Helium.....	141
5.3.2.1.	Geschwindigkeitsabhängigkeit der Zweifach- ionisation von Helium.....	141
5.3.2.2.	Vergleich der Zweifachionisationsquerschnit- te mit theoretischen Berechnungen.....	146
5.3.2.3.	Ladungsabhängigkeit der Zweifachionisation von Helium.....	150
5.3.3.	Verhältnis von Doppel- zu Einfachionisation bei Helium.....	152
5.3.3.1.	Abhängigkeit des Verhältnisses von den Pro- jektilparametern.....	152

5.3.3.1.1.	Ladungszustands- und Geschwindigkeitsabhän~ gigkeit.....	153
5.3.3.2.	Vergleich mit Knudsen.....	156
5.3.3.3.	Vergleich mit Andersens Modell.....	162
5.3.3.4.	Vergleich mit der Skalierung nach DuBois.....	167
5.3.3.5.	Verschiedenes zur Betrachtung der Ver- hältnisse.....	170
5.3.3.5.1.	Die Skalierungsformeln und das Verhältnis $\text{He}^{2+}/\text{He}^{1+}$	170
5.3.3.5.2.	Andere Arten der Auftragung des Ver- hältnisses.....	173
5.3.3.5.3.	Ergänzendes Wort zu den Grenzen der Modelle.....	179
5.4.	Absolute Wirkungsquerschnitte für Neon und Argon.....	181
5.4.1.	Absolute Einfachionisationsquerschnitte für Neon und Argon.....	182
5.4.2.	Verhältnis von $\sigma(2+)/\sigma(1+)$ für Neon und Argon.	185
5.4.3.	Vergleich der gemessenen Ladungsvertei- lungen der Rückstöße mit theoretischen Rechnungen.....	188
5.4.3.1.	Die Vielfachionisation von Neon.....	189
5.4.3.2.	Die Vielfachionisation von Argon.....	195

5.4.4.	Die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte der einzelnen Ladungszustände für Argon.....	199
5.5.	Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse....	201
6.	Literaturverzeichnis.....	205
7.	Danksagungen.....	215

1. Einleitung

Seit vielen Jahren steht die Vielfachionisation von Edelgasen durch schnelle hochgeladene Projektilen im Mittelpunkt zahlreicher sowohl theoretischer als auch experimenteller Arbeiten (siehe zum Beispiel /WEX66/, /INO71/, /COC79/, /JAN80/, /KNU84/, /MCG84/, /SHA85/). Formal wird der Vorgang der Vielfachionisation eines neutralen Targets X durch ein Projektil Y mit der Ladung n' durch die folgende Reaktionsgleichung beschrieben:



Das Targetatom wird also m -fach ionisiert, während das Projektil durch Elektroneneinfang oder -verlust ebenfalls seinen Ladungszustand von n' nach n ändern kann. An dieser Reaktionsgleichung sieht man schon die Schwierigkeiten, die eine theoretische Beschreibung des Prozesses aufwirft: Zwar sind die Wechselwirkungen zwischen Projektil, Targetkern und Elektronen bekannt, aber die Vielzahl der beteiligten Teilchen macht eine exakte Berechnung der ablaufenden Vorgänge bislang unmöglich. Deshalb wurden Näherungen und vereinfachende Modelle wie das 'independant particle model' (IPM) entwickelt (siehe zum Beispiel den Übersichtsartikel von McGuire und Weaver /MCG77/ und die Referenzen darin), das alle beteiligten Elektronen als unabhängig voneinander ansieht.

Zur Überprüfung der Gültigkeit der Näherungsverfahren werden natürlich experimentelle Daten benötigt. Bedingt durch die verfügbare Beschleunigertechnologie wurden bis in die sechziger Jahre Wirkungsquerschnitte für die Vielfachionisation durch langsame Projektilen mit Energien von einigen keV/u gemessen (zum Beispiel Everhart und Kessel /EVE66/, /KES66/ und Afrosimov /AVR57/). Dieser Energiebereich wurde als Folge der Inbetriebnahme größerer Beschleuniger (zum Beispiel des UNILACs der GSI) in den Bereich bis etwa 15 MeV/u ausgedehnt. Der Bau von Synchrotrons ermöglichte dann

eine weitere Steigerung der Projektilenergie, so daß heutzutage Messungen mit Energien bis zu einigen GeV/u bei Projektilladungszuständen von $q=1$ bis $q=92$ möglich sind.

Zur theoretischen Behandlung der Vielfachionisation der schwereren Edelgase Neon und Argon existieren bislang nur zwei erfolgreiche Ansätze. Das nCTMC-Verfahren (n-body classical trajectory Monte Carlo) von Olson et al. (siehe zum Beispiel die Dissertation von R. Dörner /DÖR91/) verwendet ein klassisches Modell des Targetatoms und aller Wechselwirkungen, während die halbklassische Behandlung von Horbatsch (/HOR85a/, /HOR85b/) die Vlasov-Gleichung für das System Projektil, Targetkern und ein Elektron löst und dann hieraus im 'independant particle model' die Wirkungsquerschnitte berechnet.

Die Beschreibung der Ionisation von Helium, und hier insbesondere der Doppelionisation, stellt eine besondere Herausforderung an die theoretischen Modelle dar. Eine Doppelionisation kann nur dann stattfinden, wenn das Projektil mit beiden Targetelektronen einzeln wechselwirkt oder wenn die Elektronen korreliert sind. Der Beitrag dieser beiden Prozesse hängt stark von der Störung des Heliums durch das Projektil, also von Geschwindigkeit und Ladungszustand, ab. Damit stellt die Doppelionisation von Helium einen wichtigen Test für die richtige Behandlung der Elektron-Elektron Wechselwirkung dar.

Zur Beschreibung der Einfachionisation von Helium gibt es zahlreiche erfolgreiche Verfahren (Fainstein et al. /FAI91/, Janev et al. /JAN80/, McGuire /MCG82/, McGuire et al. /MCG87/, McKenzie et al. /MCK87/), die auch im Bereich von großer Störung die Wirkungsquerschnitte gut vorhersagen.

Die Doppelionisation von Helium hingegen ist aus den oben erwähnten Gründen wesentlich schwieriger zu behandeln. Zu ihrer Beschreibung existieren verschiedene Ansätze (Deb und Crothers /DEB90/, McKenzie et al. /MCK87/, Montemayor und Schiwietz /MON89/), wobei die 'forced impulse method' (FIM) von Reading und Ford (/REA87a/, /REA87b/, /FOR88/) die einzige Theorie ist, die die Wechselwirkung zwischen den Elektronen 'ab initio' berücksichtigt.

Die bislang bekannten experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte für die Ionisation von Edelgasen waren auf die Bereiche kleiner Projektilenergien E_p ($E_p < 10 \text{ MeV/u}$) und mit wenigen Ausnahmen auch auf kleine Projektilladungszustände q ($q < 10$) beschränkt. Bild 1.I zeigt für den Fall der Ionisation von Helium alle bekannten Stoßsysteme (offene Kreise), für die die absoluten Wirkungsquerschnitte der Einfach- und der Doppelionisation bestimmt wurden. Auf der Abszisse ist die Energie und auf der Ordinate der Ladungszustand aufgetragen.

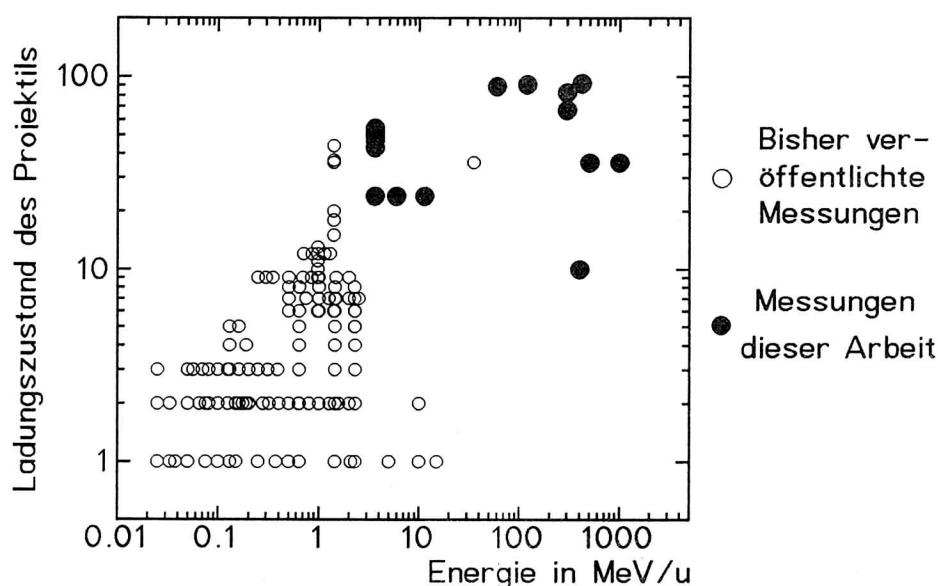


Bild 1.I Stoßsysteme für die Ionisation von Helium, für die absolute Wirkungsquerschnitte gemessen wurden. Aufgetragen ist der Projektilladungszustand gegen die Projektilenergie

Die ersten Messungen von Wirkungsquerschnitten durch extrem hochgeladene und nahezu relativistische Projektile wurden von S. Kelbch et al. (/KEL85/) am BEVALAC für 420 MeV/u U^{92+} auf Neon, Argon, Krypton und Jod durchgeführt. Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten absoluten Messungen von Ionisationswirkungsquerschnitten stellen eine Ausweitung des bisher bekannten Bereichs in Richtung höherer Energien (bis 1 GeV/u Kr^{36+}) bei Projektilladungen

zwischen $q=10$ und $q=92$ dar, so daß jetzt erstmals absolute Ionisationswirkungsquerschnitte für die Edelgase Helium, Neon und Argon über dem gesamten Energiebereich von einigen keV/u bis 1 GeV/u mit Projektilladungen von $q=1$ bis $q=92$ verfügbar sind.

Neben der Bedeutung der Kenntnisse der Vielfachionisationsquerschnitte für die Bereiche Astrophysik, Biophysik und Plasmaphysik gibt es auch praktische Anwendungen. In einem Speicherring sind klassische Methoden der Strahldiagnose wie Drahtkammern oder Sichtquarze nicht verwendbar, da diese immer eine Wechselwirkung zwischen Strahl und Analyseinstrument voraussetzen. Diese Wechselwirkung bedeutet aber eine zu starke Beeinflussung der im Speicherring zirkulierenden Ionen. Allerdings findet auch in einem Speicherring trotz der extremen Ultrahochvakuumbedingungen eine Ionisation von Restgase statt. Die entstehenden Ionen können durch ein elektrisches Feld senkrecht abgesaugt und ortsaufgelöst nachgewiesen werden. So erhält man ein Bild des Strahls. Untersuchungen zum Bau und Einsatz eines Strahlmonitors am Speicherring der GSI wurden von M. Unverzagt im Rahmen seiner Diplomarbeit durchgeführt (/UNV92/). Die Kenntnis der in dieser Arbeit gemessenen absoluten Wirkungsquerschnitte ermöglicht mit einem derartigen Profilmonitor zusätzlich noch die Bestimmung der absoluten Zahl gespeicherter Ionen.

2. Theorie

2.1. Theorie zur Vielfachionisation im Allgemeinen

Der Stoß zwischen einem geladenen Projektil mit m Elektronen und einem neutralen Targetatom mit n Elektronen wird quantenmechanisch vollständig durch die Schrödingergleichung für die Gesamtwellenfunktion Ψ beschrieben (fett gedruckte Buchstaben bezeichnen im folgenden Vektoren):

$$H\Psi(R, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n, \mathbf{r}_1^*, \dots, \mathbf{r}_m^*) = i\hbar(\partial/\partial t)\Psi(R, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n, \mathbf{r}_1^*, \dots, \mathbf{r}_m^*).$$

R steht für den Abstand vom Projektil- zum Targetkern, \mathbf{r} und \mathbf{r}^* bezeichnen die Vektoren der Target- und der Projektilelektronen. Ferner seien der Impuls des Projektils \mathbf{p}_p und der Targetelektronen \mathbf{p}_i ($i=1\dots n$), die Projektilmasse M_p und die Kernladungszahlen Z_T und Z_P von Target und Projektil. Bild 2.1.I zeigt die Abstandsvektoren und den Stoßparameter b im Laborsystem des ruhenden Targetkerns.

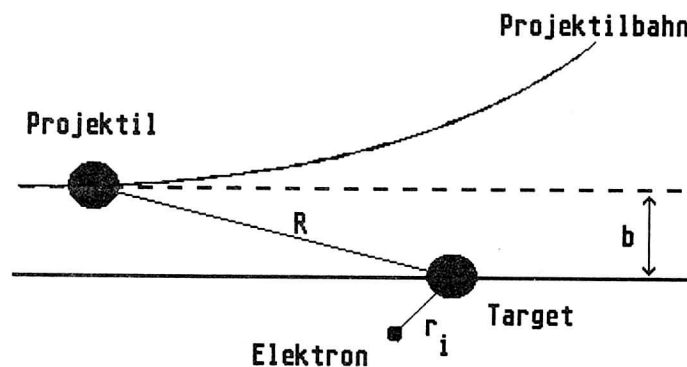


Bild 2.1.I: Koordinatensystem des Schwerionenstoßes

Der Gesamthamiltonian H setzt sich aus den Beiträgen des ungestörten Systems und der Wechselwirkung zusammen, wobei

zur Vereinfachung davon ausgegangen wird, daß das Projektil vollständig ionisiert ist. Im folgenden werden natürliche Koordinaten verwendet:

1. Die kinetische Energie des Projektils

$$H_{k1n1} = p_p^2 / 2M$$

2. Die kinetische Energie der Targetelektronen

$$H_{k1n2} = \sum_{i=1 \dots n} (p_i^2 / 2)$$

3. Die Wechselwirkung des Targetkerns mit den Targetelektronen

$$H_{w1} = - \sum_{i=1 \dots n} (Z_T / r_i)$$

4. Die Wechselwirkung der Targetelektronen untereinander

$$H_{w2} = \sum_{i=1 \dots n} \sum_{k > i} (1 / |r_k - r_i|)$$

5. Die Wechselwirkung zwischen Projektil- und Targetkern

$$H_{w3} = Z_P Z_T / R$$

6. Die Wechselwirkung zwischen Projektilkern und Targetelektronen

$$H_{w4} = - \sum_{i=1 \dots n} (Z_P / |R - r_i|)$$

Die Terme 2., 3. und 4. bilden zusammen den Hamiltonian des ungestörten Systems, während die Störung durch die Projektilenergie H_{k1n1} und die Wechselwirkung zwischen Projektil und Target H_{w3} und H_{w4} beschrieben wird. Gesucht ist jetzt die Gesamtwellenfunktion Ψ , die die Schrödingergleichung erfüllt. Trotz der durch die Annahme eines vollständig ionisierten Projektils erfolgten Reduktion von einem $(n+m+2)$ - auf ein $(n+2)$ -Körperproblem ist dieses System

von Differentialgleichungen bisher weder analytisch noch numerisch exakt lösbar. Deshalb sind Näherungen nötig.

Der Hamiltonian der kinetischen Energie des Projektils $H_{k1n1} = p_p^2/2M$ soll mit allen anderen Termen des Gesamthamiltonians vertauschen. Dies bedeutet, daß das Projektil sich auf einer klassischen Bahn bewegt (Born-Oppenheimer Näherung). Damit hat die Bahnbewegung quantenmechanisch keinen Einfluß auf die Targetelektronen, und umgekehrt haben natürlich auch die Elektronen keinen Einfluß auf die Bahn des Projektils. Diese Näherung ist für hochenergetische Schwerionen mit Gesamtenergien von bis zu 100 GeV sicherlich gerechtfertigt, da die deBroglie-Wellenlänge weit unter dem Durchmesser der innersten Schalen der untersuchten Targets liegt. Allerdings vertauscht bei Reaktionen mit Q-Wert der Hamiltonoperator der kinetischen Energie natürlich nicht mehr mit den übrigen Termen, da der Q-Wert ja gerade aus der Bewegung des Projektils stammen muß. In den betrachteten atomphysikalischen Reaktionen ist aber der Q-Wert extrem klein gegen die Projektilenergie und damit die Born-Oppenheimer Näherung dennoch gerechtfertigt. Mit dieser Näherung allein ist aber das System noch nicht lösbar, weshalb eine weitere Einschränkung nötig ist.

2.1.1. Binomialstatistik und das Modell unabhängiger Elektronen

Die Berücksichtigung der Wechselwirkung der Targetelektronen untereinander bereitet durch die große Zahl an zusätzlichen Bewegungsgleichungen den größten Teil der Schwierigkeiten beim Berechnen der Gesamtwellenfunktion. Deshalb führt man ein effektives Zentralpotential ein, das auf jedes einzelne Elektron wirkt, die dann als voneinander unabhängig betrachtet werden (Independent Particle Model IPM). Eine derartige Einschränkung ist solange gerechtfertigt, wie Korrelationseffekte zwischen den Elektronen zu vernachlässigen sind. Sind die Elektronen voneinander unabhängig, dann bedeutet dies, daß die Wellenfunktion des

ungestörten Systems als Produkt der Wellenfunktionen der einzelnen beteiligten Teilchen ausgedrückt werden kann (Hartree-Wellenfunktionen).

2.1.1.1. Die Einteilchenionisationswahrscheinlichkeit $P_s(b)$

Sei $\Psi^{1n}(R, r_1 \dots r_n)$ die Anfangswellenfunktion, $\Phi(R)$ ein Wellenpaket, das sich auf einer klassischen Bahn bewegt, und $\Phi_j(R, r_j)$ die Einteilchenwellenfunktion des j -ten Elektrons. Dann faktorisiert die Anfangswellenfunktion zu

$$\Psi^{1n}(R, r_1 \dots r_n) = \Phi(R) \prod_{j=1 \dots n} \Phi_j^{1n}(R, r_j).$$

Die zeitliche Entwicklung von Ψ^{1n} läßt sich mit dem Zeitentwicklungsoperator $U(t_1, t_2)$ beschreiben:

$$\Psi(t_2) = U(t_1, t_2) \Psi(t_1)$$

Da Ψ faktorisiert, läßt sich auch $U(t_1, t_2)$ schreiben als

$$U(t_1, t_2) = U_p(t_1, t_2) \prod_{j=1 \dots n} U_j(t_1, t_2),$$

und für alle Zeiten t gilt

$$U(-\infty, t) \Psi^{1n} = U_p(-\infty, t) \Phi(R) \prod_{j=1 \dots n} \{U_j(-\infty, t) \Phi_j^{1n}(R, r_j)\}.$$

Damit gilt für die Übergangsamplituden $A^{if}(t)$

$$\begin{aligned} A^{if}(t) &= \langle \Psi^{f1n} | U(-\infty, t) | \Psi^{1n} \rangle = \\ &\langle \Phi^{f1n}(R) | U_p(-\infty, t) | \Phi^{1n}(R) \rangle \prod_{j=1 \dots n} \langle \Phi_j^{f1n}(r_j) | U_j(-\infty, t) | \Phi_j^{1n}(r_j) \rangle \\ &= \prod_{j=0 \dots n} a_j^{if}(t), \end{aligned}$$

wobei sich der Index $j=0$ auf das Projektil bezieht. Für die Zeit $t=\infty$ erhält man die Streuwahrscheinlichkeit $P_s(b)$ von Anfangszustand in den Endzustand durch Quadrieren der Über-

gangsamplitude, wobei noch von der Ortskoordinate R zum Stoßparameter b übergegangen wird:

$$P_s(b) = |A^{if}(b)|^2 = |\Pi_{j=0 \dots n} a^{if_j}(b)|^2 = |a^{if_s}(b)|^2.$$

Hierbei wird ausgenutzt, daß alle Zustände mit verschiedenen Indizes orthogonal zueinander sind. Die Wahrscheinlichkeit, eine Vakanz in einer Schale zu erzeugen, erhält man durch Integration aller Zustände, die im Kontinuum enden:

$$P_s(b) = dk \int |a^{ik}(b)|^2.$$

Bisher wurde gezeigt, daß es mit zwei Näherungen - der Born-Oppenheimer Näherung und der Annahme der Unabhängigkeit der Elektronen - möglich ist, eine Wahrscheinlichkeit $P_s(b)$ für die Erzeugung eines Lochs in der Elektronenhülle des Targetatoms anzugeben. Aus dieser Wahrscheinlichkeit läßt sich der Wirkungsquerschnitt für die Vielfachionisation berechnen.

$P_s(b)$ ist die Wahrscheinlichkeit, ein Loch zu erzeugen. Entsprechend ist die Wahrscheinlichkeit, kein Loch zu erzeugen, $1-P_s(b)$. N ist die Anzahl der Elektronen des Targets, welches Q -fach ionisiert werden soll. Aus der Stochastik weiß man, daß es

$$\frac{N!}{Q! (N-Q)!} = \binom{N}{Q}$$

Möglichkeiten gibt, ohne Beachtung der Reihenfolge aus N Kugeln Q beliebige herauszunehmen. Daraus folgt für die Wahrscheinlichkeit $P_q(b)$, bei einem Stoßparameter b ein Atom mit N Elektronen Q -fach zu ionisieren

$$P_q(b) = \binom{N}{Q} P_s(b)^Q (1-P_s(b))^{N-Q}.$$

Der Wirkungsquerschnitt zum Beispiel für die Einfachionisation von Helium ergibt sich dann durch Integration über den ganzen Stoßparameterbereich:

$$\sigma(1) = 2\pi \int 2 P_s(b) (1-P_s(b)) b db.$$

Diese Art der Binomialstatistik gilt nur, wenn man annimmt, daß die Wahrscheinlichkeit $P_s(b)$ für alle Elektronen gleich ist. Schaleneffekte lassen sich in das Modell einbeziehen, indem man für jede Schale ein $P_s(b)$ angibt und dann auf jede Schale die Binomialstatistik einzeln anwendet.

Die Binomialstatistik berücksichtigt zwar die ursprüngliche Form des Pauliprinzips, nach der ein Spinorbital nicht mehrfach besetzt sein darf, nicht aber die engere Fassung, die die Antisymmetrie der Wellenfunktion fordert. Becker et al. (/BEC84/) haben das Pauliprinzip in das "Independent Fermi Particle Model" mit einbezogen und über gekoppelte Kanalrechnungen gezeigt, daß die Abweichungen von der Binomialstatistik für nichtresonante Prozesse vernachlässigbar klein sind. Nahezu alle Theorien, die die Vielfachionisation in schnellen Ion-Atom-Stößen beschreiben, verwenden die Binomialstatistik und damit das Modell unabhängiger Elektronen. Sie unterscheiden sich in der Berechnung der Einzelwahrscheinlichkeit $P_s(b)$. Auf zwei Modelle wird in den folgenden Abschnitten eingegangen.

2.1.1.2. Berechnung der $P_s(b)$ in den klassischen CTMC-Rechnungen

Bei den CTMC-Rechnungen (Classical Trajectory Monte Carlo) werden die Hamiltonschen Bewegungsgleichungen für das Sy-

stem Projektil, Targetkern und ein Elektron gelöst (/ABR66a/, /ABR66b/, /OLS77/, /OLS79/). Da die Einzelionisationswahrscheinlichkeit $P_s(b)$ ermittelt werden soll, wird nur ein einziges Targetelektron betrachtet. Dies hat den Vorteil, daß man als Basis Wasserstoffwellenfunktionen und für die Abschirmung der Elektronen Slaters Regel verwenden kann (/OLS79/, /OLS88/). Andere Möglichkeiten haben Peach et al. und Reinhold et al. (/PEA85/, /REI86/) dargelegt, die unter Zugrundelegen spektroskopischer Daten beziehungsweise Hartree-Fock Rechnungen Modelle zur besseren Beschreibung des Kernpotentials mit Abschirmung vorschlagen.

In den CTMC-Rechnungen werden unter der korrekten Berücksichtigung der mikrokanonischen Verteilung sowohl Startort als auch Anfangsimpuls des Elektrons zufällig festgelegt. Das Projektil bewegt sich auf einer klassischen Trajektorie auf das Target zu, und die Bahnen der drei Teilchen werden unter Einwirkung der Coulombwechselwirkung untereinander berechnet. Hat das Projektil einen genügend großen Abstand vom Target erreicht, wird die Rechnung abgebrochen und der Prozeß nach den Eigenschaften des Elektrons klassifiziert. Ist die kinetische Energie des Elektrons größer als das Potential des Targetkerns am Aufenthaltsort des Elektrons, dann hat eine Ionisation stattgefunden.

Hierbei müssen zwei Möglichkeiten unterschieden werden. Im ersten Fall wird das gleiche Kriterium auf den Projektilkern angewendet: Ist die kinetische Energie des Elektrons an seinem Aufenthaltsort kleiner als die potentielle Energie des Projektilkerns, dann war es ein Einfangprozeß. Im zweiten Fall kann die kinetische Energie natürlich auch größer sein als das Potential beider Kerne, wobei sich das Elektron dann im Kontinuum befindet.

Pro Stoßparameter wird diese Bahnberechnung mit anschließender Klassifizierung einige tausend Male durchgeführt, um statistisch zuverlässige Aussagen machen zu können. Man erhält die Einzelionisationswahrscheinlichkeit $P_s(b)$ für eine bestimmte Reaktion dann sofort aus dem Verhältnis der Versuche $N_R(b)$, die zu dem gewünschten Endergebnis geführt haben, zu den insgesamt berechneten Versuchen $N(b)$:

$$P_s(b) = N_R(b) / N(b).$$

Die Zuverlässigkeit in der Bestimmung der $P_s(b)$ hängt im wesentlichen von der 'richtigen' Wahl des Coulombpotentials ab, das zur Beschreibung des Targetkerns herangezogen wird. Das Problem liegt darin, daß auf das Elektron wegen der Abschirmung durch die übrigen Elektronen nicht die volle Kernladung wirkt. Anstelle des Coulombpotentials der Kernladung Z_r wählt man deshalb eine Funktion der Bindungsenergie und des radialen Abstandes der Elektronen vom Targetkern.

Die hier vorgestellte Art der Berechnung der Einzelionisationswahrscheinlichkeiten überschätzt die Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung hochgeladener Ionen (siehe Bild 2.1.1.3.I und /COC79/). Bei der Ionisation mehrerer Elektronen erhöht sich jeweils das effektive Potential. Dadurch fehlt die Abschirmung durch diese Elektronen, wodurch die verbleibenden Elektronen fester gebunden sind. Dies wiederum verringert die Wahrscheinlichkeit der weiteren Ionisation des Resttargets. Eine derartige Differenzierung des effektiven Coulombpotentials des Kerns ist im CTMC-Modell nicht berücksichtigt.

2.1.1.3. Berechnung der $P_s(b)$ in der quantenstatistischen Beschreibung von Horbatsch

Die quantenstatistische Beschreibung eines Ion-Atom-Stoßes von M. Horbatsch /HOR85/, /HOR86a/, /HOR86b/, /HOR86c/ geht von der zeitabhängigen Hartree-Fock-Näherung (TDHF) der zeitabhängigen Schrödingergleichung des Vielelektronenproblems aus. Die TDHF-Gleichungen schreiben sich in atomaren Einheiten wie folgt, wobei M die reduzierte Masse des Systems, $R(t)$ der internukleare Abstandsvektor, U das effektive internukleare Potential, $\rho(\xi, \xi', t)$ die Einteilchendichtematrix und \hat{H}^{HF} der Hamiltonian der Zweizentren-Hartree-Fock-Näherung ist:

$$M(\partial^2/\partial t^2)R(t) = -\nabla U(R(t), \varrho(\xi, \xi', t))$$

$$i\partial_t \varrho(\xi, \xi', t) = [\hat{H}^{HF}, \varrho].$$

Nimmt man wie im CTMC-Modell an, daß sich das Projektil auf einer geraden Bahn bewegt, entfällt die erste Gleichung. Der zweite Teil beschreibt die Änderung der Elektronenverteilung. Durch die Wigner-Weyl-Transformation

$$f(r^*, p, t) = \int d^3r / (2\pi)^3 e^{-i p r} \varrho(r^* - r/2, r^* + r/2, t)$$

wird diese Gleichung in den quantenmechanischen Phasenraum transformiert. Entwickelt man die entstandene Gleichung nach Potenzen von \hbar und läßt dann \hbar gegen 0 gehen, gelangt man zur klassischen Vlasov-Gleichung

$$\partial f / \partial t + \nabla_p \hat{H}^{HF} \cdot \nabla_r f - \nabla_r \hat{H}^{HF} \cdot \nabla_p f = 0.$$

Die Rechtfertigung des Überganges $\hbar \rightarrow 0$ von der quantenmechanischen zur klassischen Beschreibung ist nicht unproblematisch. Es läßt sich aber zeigen /HOR85/, /HOR85a/, daß der Übergang für kurze Wechselwirkungszeiten, also schnelle Stöße, gerechtfertigt ist.

Zur Lösung der Vlasov-Gleichung bedient man sich einer ähnlichen Methode wie die CTMC-Rechnungen. Allerdings wird die Gleichung nicht für ein Elektron, sondern für etwa 2000 unabhängige sogenannte Superpartikel gleichzeitig gelöst, deren Anfangsverteilung im Phasenraum durch

$$f(r, p, t_0) = N e^{-\alpha r} / (p^2 + \alpha^2/4)^4$$

gegeben ist (N ist ein Normierungsfaktor, der Abschirmparameter α wurde für jedes Edelgas durch Vergleich mit Hartree-Fock-Rechnungen /HOR83/ bestimmt). Da der Zustand des Systems in kleinen Zeitintervallen berechnet wird, bietet die Methode der Superpartikel den Vorteil, daß das effektive Potential nach jedem Intervall je nach Zustand

der Verteilungsfunktion $f(r,p,t)$ dem derzeitigen Grad der Ionisation angepaßt werden kann. Auf diese Weise wird, obwohl es sich wie bei den CTMC-Rechnungen um Einteilchenrechnungen handelt, durch die Änderung des effektiven Ionisierungspotentials in gewissen Grenzen die Vielteilchennatur des Problems berücksichtigt.

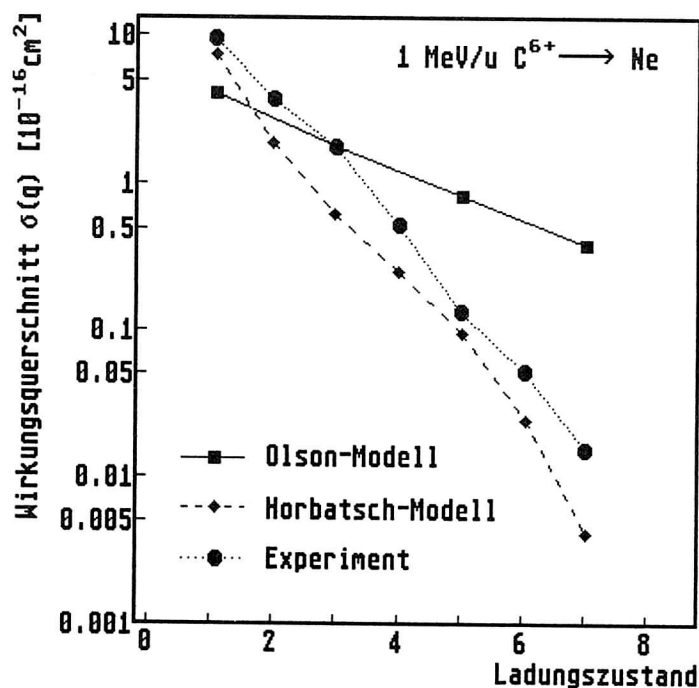


Bild 2.1.1.3.I Vergleich der experimentellen Daten /GRA80/ mit Rechnungen von Olson /OLS79/ und Horbatsch /HOR86b/

Beide Theorien zeigen relativ gute Übereinstimmung mit experimentellen Daten, wobei die CTMC-Rechnungen von R. Olson die Wirkungsquerschnitte $\sigma(q)$ für hochgeladene Rückstoßionen, wie schon erwähnt, überschätzt. Bild 2.1.1.3.I zeigt einen Vergleich der beiden Theorien (/HOR86b/, /OLS79/) mit Messungen von T. Gray /GRA80/ im System 1 MeV/u C^{6+} auf Neon.

2.1.2. Die nCTMC-Rechnungen von R. Olson

Nachdem die CTMC-Rechnungen schon einige Zeit erfolgreich durchgeführt wurden und die verfügbaren Rechenanlagen immer mehr Rechenschritte in immer kürzeren Zeiten bewältigen konnten, nutzten R. Olson und seine Mitarbeiter (/OLS87/) die Möglichkeiten, die moderne Vektorrechner der theoretischen Physik bieten, und erweiterten das CTMC-Modell zum 'n-body Classical Trajectory Monte Carlo'-Verfahren (kurz nCTMC). Die nCTMC ist genauso wie die CTMC ein vollständig klassisches Modell. Während bei der CTMC ein Elektron mit seinem Kern und dem Projektil wechselwirkt, wird in der nCTMC die Beschränkung auf ein Elektron fallengelassen. Hier werden gleichzeitig die Bewegungen aller Targetelektronen berechnet, die - ebenso wie in der CTMC das eine Elektron - auf klassischen Keplerbahnen um den Targetkern kreisen.

Die Anfangsbedingungen der Elektronen entsprechen auch hier wieder der mikrokanonischen Verteilung, die gewährleistet, daß das Modell des Atoms zeitlich stabil ist. Hierbei werden den einzelnen Elektronen die verschiedenen Bindungsenergien des Atoms zugeordnet.

Jedes Elektron hat im Phasenraum sechs Freiheitsgrade (je drei Raum- und Impulskoordinaten). Die einzelnen Elektronen bewegen sich auf Keplerellipsen, deren Lage im Ortsraum statistisch ausgewählt wird. Damit verbleiben drei Freiheitsgrade, die durch die oben erwähnte Energie, die Exzentrizität und den Startort auf der Ellipse festgelegt werden. Unter diesen Startbedingungen stimmt für Wasserstoff die klassische Impulsverteilung der Elektronen mit der quantenmechanischen überein. Die quantenmechanische Ortsverteilung hingegen wird als Folge der Bewegung der Elektronen auf den Ellipsen falsch wiedergegeben; insbesondere hat die quantenmechanische Ortsverteilung eine wesentlich längere Reichweite, was in den nCTMC-Rechnungen dazu führt, daß Prozesse, die bei großen Stoßparametern stattfinden, in ihrem Wirkungsquerschnitt unterschätzt werden.

Das Projektil erhält einen ebenso zufälligen Stoßparameter in Relation zum Targetkern. Das ganze System wird dann von einem vorgegebenen Startabstand zwischen Projektil und Target bis zu einem ebenso frei wählbaren Endabstand berechnet und nach Abschluß der Rechnungen nach den gleichen Kriterien wie in der einfachen CTMC klassifiziert.

Da sich aber die nCTMC, obwohl auch hier die Coulombwechselwirkung zwischen den Elektronen unberücksichtigt bleibt, nicht mehr im Modell unabhängiger Elektronen bewegt, ist es möglich, eine gewisse Beschreibung der in der Natur vorkommenden Augerprozesse im Modell nachzuvollziehen. Ist zum Beispiel in einem Targetatom vom Projektil ein Loch in der K-Schale erzeugt worden, so kann das übriggebliebene Ion unter Aussendung eines Augerelektrons in einen energetisch günstigeren Zustand übergehen. Ein ähnlicher Vorgang läßt sich auch im nCTMC-Bild konstruieren: Ist auf das Targetatom vom Projektil Energie übertragen worden, ohne daß es zu einer Ionisation gekommen ist, dann verbleibt das Atom in einem angeregten Zustand.

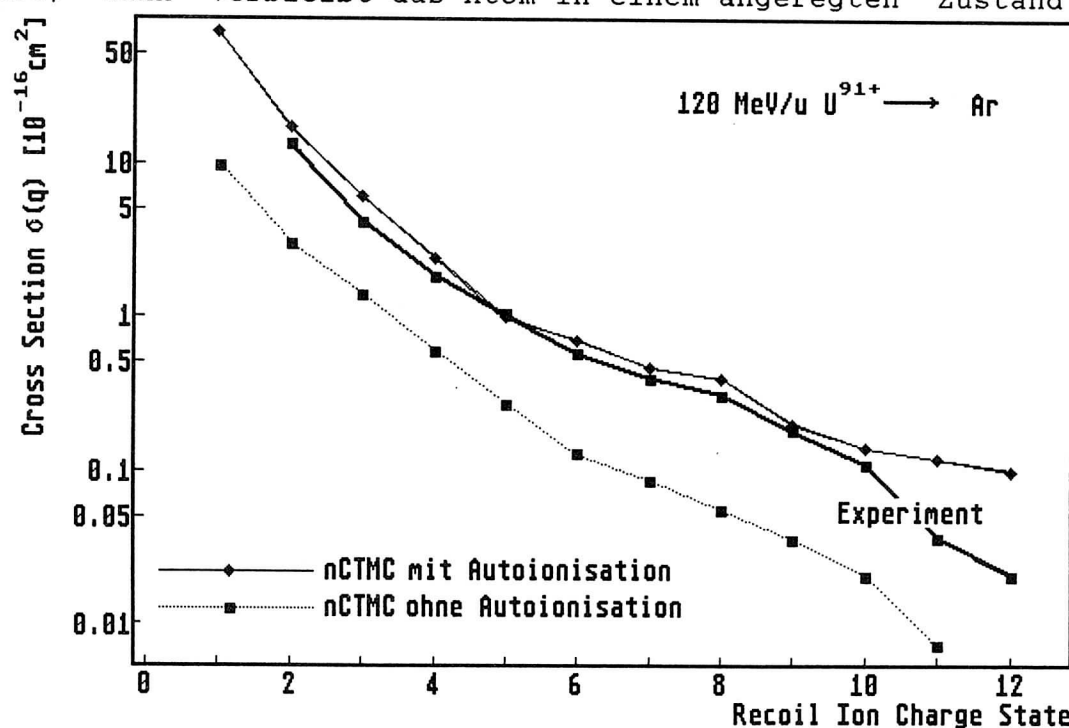


Bild 2.1.2.I 120 MeV/u U^{91+} auf Argon. Vergleich der gemessenen Wirkungsquerschnitte mit nCTMC-Rechnungen (aus /BER88/)

Den Grad dieser Anregung erhält man aus den Ergebnissen der nCTMC in Form der Gesamtenergie der verbleibenden Elektronen. Ist diese Energie größer als die Summe der Bindungsenergien aller verbleibenden Elektronen, stellt die Differenz die Anregungsenergie dar. Man nimmt an, daß das äußerste Elektron autoionisiert, wenn seine Bindungsenergie kleiner ist als die gesamte Anregungsenergie. Dies führt man solange durch, bis die verbleibende Anregungsenergie kleiner ist als der Energiebetrag, der zur Ionisierung des am leichtesten gebundenen Elektrons nötig ist.

Der eben beschriebene Prozeß im nCTMC-Bild hat zwar mit den in der Natur beobachteten Augerprozessen nur wenig gemein, führt aber zu einer deutlichen Erhöhung der Wirkungsquerschnitte für die Vielfachionisation. Bild 2.1.2.I aus /BER88/, in dem im Vergleich mit experimentellen Daten nCTMC-Rechnungen mit und ohne Autoionisation dargestellt sind, zeigt die Wichtigkeit der Einbeziehung dieses 'Autoionisationsprozesses'.

2.2. Zur Ionisation eines Heliumtargets im Speziellen

2.2.1. Allgemeines zur Einfach- und Doppelionisation von Helium

Die Einfach- und die Doppelionisation von Helium ist seit langer Zeit Gegenstand regen Interesses sowohl der theoretischen als auch der experimentellen Forschung. Dies hat mehrere Gründe. Zum einen ist das Heliumatom nach dem Wasserstoff das am einfachsten zu beschreibende Atom. Da es zu der Gruppe der Edelgase gehört, liegt es nicht in molekularer Form vor und kann deshalb experimentell ohne störende Coulombexplosion untersucht werden. Andererseits stellt das Heliumatom mit seinen beiden Elektronen das einfachste System dar, in dem Vielfachionisation und damit auch Korrelationseffekte zwischen den Elektronen auftreten können. Von besonderem Interesse für die theoretische Seite

ist die Tatsache, daß bei zwei Elektronen keine Möglichkeit für Augerprozesse besteht, die einen Beitrag zum Doppelionisationsquerschnitt leisten könnten. Deshalb ist eine Einbeziehung der Augerquerschnitte in die Theorie bei der Betrachtung der Vielfachionisation des Heliums nicht dringend.

Die Berechnung des Einfachionisationsquerschnittes ist schon seit langem ein Gegenstand theoretischen Interesses und gilt als verstanden (siehe auch /INO71/ und Referenzen darin). Zahlreiche unterschiedliche Ansätze wurden entwickelt, die über die für kleine Störungen ausreichende Störungstheorie erster Ordnung hinausgehen. So benötigt man zur Betrachtung des Einflusses starker Störungen wie hoher Projektilladungszustände oder langer Kollisionszeiten bei niedrigen Geschwindigkeiten auch Störungsterme höherer Ordnung (/FAI91/, /JAN80/, /MCG82/, /MCG87/, MCK87/). Mit der Entwicklung experimenteller Techniken für differentielle Messungen wurden auch Theorien für die Voraussage differentieller Wirkungsquerschnitte entwickelt, die eine bessere Einsicht in die während einer Kollision ablaufenden Prozesse ermöglichen: Klassische Rechnungen wie die oben bereits beschriebene nCTMC (/OLS89/, /GEN91/), Bornsche Rechnungen (/SAL89/), Glauberrechnungen (/FAN91/) und Eikonal-Distorted-Wave-Rechnungen (/FUK91/).

Die Zweifachionisation von Helium ist dahingegen theoretisch wesentlich aufwendiger zu behandeln. Sie kann nur dann erfolgen, wenn das Projektil mit beiden Elektronen separat wechselwirkt, oder für den Fall, daß eine Wechselwirkung zwischen dem Projektil und nur einem Elektron stattfindet, wenn beide Elektronen korreliert sind. Dieser zweite Fall ist es, der die theoretische Beschreibung des Stoßvorgangs schwierig macht. Der relative Beitrag der beiden Prozesse hängt von der Art der Störung durch das Projektil, also seiner Ladung und seiner Geschwindigkeit, ab.

Verschiedene mehr oder weniger erfolgreiche Versuche zur Berechnung der Zweifachionisationswirkungsquerschnitte wurden unternommen (/DEB90/, /MCK87/, /MON89/, /SAL87/). Die

einzigste theoretische Beschreibung, die die Wechselwirkung der beiden Elektronen ab initio berücksichtigt, ist bislang die 'Forced Impulse Method' (FIM) von Reading und Ford (/REA87a/, /REA87b/, /FOR88/).

Zur Beschreibung des Vorgangs der Doppelionisation hat McGuire (/MCG82/) das folgende Bild vorgeschlagen. Zweifachionisation kann auf verschiedenen Wegen erreicht werden. Eine Möglichkeit besteht in der Reaktion des Projektils mit jedem der beiden Elektronen unabhängig voneinander. Dieser Prozess entspricht einer Beschreibung in einem Bild unabhängiger Elektronen (IPM, siehe Kapitel 2.1.1.) und wird TS-2 (TS für 'Two Step') genannt.

Eine zweite Möglichkeit besteht darin, daß das Projektil mit einem Elektron wechselwirkt. Dieses wird ionisiert und kann seinerseits wieder mit dem verbleibenden Elektron kollidieren, was ebenfalls zu einer Doppelionisation führen kann und, da es sich ebenfalls um einen Zweistufenprozess handelt, TS-1 genannt wird.

Andererseits besteht auch ohne eine direkte Kollision der beiden Elektronen die Möglichkeit zur Zweifachionisation. Durch die Wechselwirkung mit dem Projektil wird das erste Elektron ionisiert. Die Wellenfunktion des Heliums muß jetzt von einer Dreiteilchen- (Kern + 2 Elektronen) in eine Zweiteilchenwellenfunktion (Kern + 1 Elektron) übergehen. Im Zuge dieser Kollabierung der Wellenfunktion kann das verbleibende Elektron sozusagen 'abgeschüttelt' werden, so daß das Endergebnis ebenfalls eine Doppelionisation ist. Dieser Prozess wird allgemein 'Shake-off' (SO) genannt.

Experimentell kann zwischen TS-1 und SO nur schwer unterschieden werden (vergleiche Arbeiten zur Photoionisation von Bartlett et al. (/BAR92/)), da beide Effekte auf nur einer Wechselwirkung zwischen Projektil und Elektronenhülle beruhen. Deshalb mag die Unterscheidung für die theoretische Beschreibung zwar wichtig sein, sie ist aber für die experimentelle Seite nicht relevant.

Die Unterscheidung in Ein- und Zweistufenprozesse ist aber dann interessant, wenn man das Verhalten der Zweifachionisation in Abhängigkeit von der Störung des Heliumtargets

durch das Projektil betrachtet. Bei kleinen Störungen, also kleinem Projektilladungszustand und großer Geschwindigkeit, ist die Wahrscheinlichkeit für den Zweistufenprozeß TS-2 gering. Deshalb sollten hier die beiden Prozesse TS-1 und SO dominieren. Bei großen Störungen - vor allem bei langen Kollisionszeiten - ist dagegen ausreichend Zeit für eine unabhängige Wechselwirkung des Projektils mit beiden Elektronen, so daß jetzt der Wirkungsquerschnitt für die Doppelionisation durch TS-2 bestimmt sein sollte. Über eine Betrachtung der Geschwindigkeitsabhängigkeit der Zweifachionisation sollten also Folgerungen über den Ablauf des Ionisationsprozesses möglich sein.

2.2.2. Klassische Methoden der Beschreibung (nCTMC und dCTMC)

Das schon in Kapitel 2.1.2. beschriebene Verfahren der Berechnung von Wirkungsquerschnitten mit Hilfe des n-body-Classical-Trajectory-Monte-Carlo-Verfahrens (nCTMC) läßt sich selbstverständlich auch auf die Berechnung der Wirkungsquerschnitte für die Einfach- und Doppelionisation von Helium anwenden. Wesentlich und kritischer als im Fall von tatsächlichen Vielelektronentargets wie Neon oder Argon ist bei Helium eine sinnvolle Initialisierung des Targets. Allerdings gibt es hierbei wenig Freiheitsgrade. Um den Wirkungsquerschnitt für die Einfachionisation gut berechnen zu können, ist es notwendig, daß die Elektronen die gleiche Bindungsenergie haben. Es werden nicht, wie in Kapitel 2.1.2. dargelegt, die sequentiellen Bindungsenergien zugrunde gelegt, da dies wegen der dadurch hervorgerufenen Unterscheidbarkeit der Elektronen bedeuten würde, daß bei einer Wechselwirkung mit dem Projektil je nachdem, welches Elektron beteiligt ist, eine unterschiedliche Energie für die Ionisation nötig wäre. Dies würde zu einer Unterschätzung des Einfachionisationswirkungsquerschnittes führen. Um dies zu verhindern, müssen die Elektronen deshalb gleich stark gebunden sein.

Will man dagegen die Doppelionisation von Helium gut beschreiben, dann muß man die Kenntnis des Ionisationsvorgangs in die Anfangsmodellierung des Heliumatoms einfließen lassen. In sehr langsamen Stößen ist der dominante Prozeß der Einfang von einem oder zwei Elektronen durch das Projektil. Die Ionisation verläuft dann eindeutig in zwei voneinander unabhängigen Schritten ab. Deshalb wäre es hier sinnvoll, für die Bindungsenergie die dynamischen Ionisierungspotentiale einzusetzen, da erst das eine Elektron ionisiert wird und das zweite Elektron wegen des langsamen Stoßes Zeit hat, sich auf die fehlende Abschirmung einzustellen. Dieses Modell gilt wie gesagt nur für Stöße mit langen Wechselwirkungszeiten, in denen das Modell unabhängiger Teilchen angewendet werden kann. Die Beschreibung des Übergangs zu schnelleren bis hin zu relativistischen Stößen muß dabei aber fehlerhaft werden.

Eine elaboriertere Form der Beschreibung der Ionisation von Helium stellen die dCTMC-Rechnungen (dynamical classical trajectory Montecarlo method) von Montemayor und Schiwietz (/MON89/) dar, die in jüngster Zeit von Olson und Mitarbeitern wieder aufgegriffen wurden (/MEN93/).

Das dCTMC-Modell berücksichtigt zumindestens den Radialteil der Wechselwirkung der beiden Elektronen miteinander. Wie im Fall der nCTMC-Methode wird die Wechselwirkung des Projektils mit dem Targetkern und den beiden Targetelektronen exakt behandelt. Anders als in den nCTMC-Rechnungen wird aber in der dCTMC-Methode kein statisches effektives Potential zur Beschreibung der Bindung der Elektronen an den Targetkern herangezogen. Vielmehr wird für das Coulombpotential, in dem sich ein Elektron bewegt, die Abschirmung des Kernpotentials durch das zweite Elektron berücksichtigt. Hier geht der radiale Abstand der Elektronen vom Targetkern in die Beschreibung ein. Ist das eine Elektron weit vom Kern entfernt, dann verringert sich die Abschirmung des Kernpotentials für das andere Elektron, so daß dieses stärker gebunden ist. Über diese dynamische Anpassung der Bindungsenergien ist zumindestens der Radialteil der Elektron-Elektron-Wechselwirkung berücksichtigt.

Das dCTMC-Modell liefert für die Doppelionisation, in der die Korrelation der Elektronen eine wichtige Rolle spielt, bessere Übereinstimmung mit den Messungen als die nCTMC. Laut Meng et al. (/MEN93/) weichen die Ergebnisse der Einfachionisation für Protonen auf Helium nur um etwa 4% von den nCTMC-Rechnungen ab. Dies kann für die schwereren Projektile, die in dieser Arbeit untersucht werden, nicht bestätigt werden (siehe Abschnitt 5.2.1. und 5.3.1.2.). Hier liegen die Ergebnisse der dCTMC deutlich unter denen der nCTMC und auch unter den Meßergebnissen.

2.2.3. Kurze Beschreibung verschiedener Berechnungsmethoden für die Ionisation von Helium

2.2.3.1. Semiclassical Approximation (SCA)

Die Semiclassical Approximation (SCA) in der Formulierung von Trautmann und Rösel (/RÖS82/) wurde in dieser Arbeit zur Berechnung der Einfachionisation von Helium verwendet. Die SCA beruht ebenfalls auf der Born-Oppenheimer Näherung, in der das Projektil klassisch beschrieben wird. Frühe Rechnungen (/HAN73/, /HAN74/) gingen von einer geraden Projektilbahn aus, neuere verwenden Hyperbelbahnen (/PAU78/). Auch die SCA geht von der Born-Oppenheimer-Näherung aus, die anwendbar ist, wenn die deBroglie-Wellenlänge des Projektils klein ist gegen den Radius der K-Schale des Targets, was in den untersuchten relativistischen Stößen der Fall ist.

Die SCA berechnet die Ionisation eines Elektrons unter Vernachlässigung der Beeinflussung durch die übrigen Targetelektronen, wobei die Wechselwirkung in der ersten Ordnung Störungstheorie behandelt wird. Das gebundene Elektron wird durch eine relativistische wasserstoffähnliche Wellenfunktion, das freie Elektron nach der Ionisation durch eine Coulombwelle beschrieben. Die Störung der Elektronenwellenfunktion durch das Projektil läßt sich nach Kugelfunktionen entwickeln, wodurch sich die Rechnung wesentlich

vereinfacht, da die Integration über die Projektilkoordinaten von den Elektronkoordinaten separiert werden kann.

Üblicherweise wird die SCA zur Berechnung von Ionisationswahrscheinlichkeiten in unsymmetrischen Stößen verwendet, bei denen allerdings im Gegensatz zu den hier betrachteten Stoßsystemen leichte Projektil auf schwere Targets geschossen werden. Wegen der Stärke der Coulombkraft durch zum Beispiel 92-fach geladenes Uran und der im Vergleich zu schweren Festkörpertargets geringen Bindungsenergie der Heliumelektronen sollte man erwarten, daß die SCA für diese Stoßsysteme nicht anwendbar ist. Die Messungen zeigen aber, daß die SCA zur Bestimmung von totalen Ionisationsquerschnitten durchaus geeignet ist. In diesen Systemen werden aber wahrscheinlich die differentielleren Wirkungsquerschnitte, die bisher einem Experiment noch nicht zugänglich sind, durch die SCA nicht zu beschreiben sein.

2.2.3.2. Forced Impulse Method (FIM) von Reading und Ford

Die Force Impulse Method (FIM) von Reading und Ford (/REA87a/, /REA87b/, /REA89/, /FOR85/, /FOR90/, /FAN91/) ist bislang die einzige Rechnung, die 'ab initio' die Wechselwirkung zwischen den beiden Heliumelektronen mehr als nur durch ein mittleres Abschirmpotential berücksichtigt. Deshalb sollte die FIM auch den Anteil des Shake-offs an der Doppelionisation von Helium, der anderen Theorien kaum zugänglich ist, korrekt behandeln. Die FIM ist außerdem als einzige quantenmechanische Theorie in der Lage, die bei Messungen am CERN entdeckten Unterschiede für die Doppelionisation von Helium durch Protonen beziehungsweise Antiprotonen (/AND86/) befriedigend nachzuvollziehen (/REA87/).

Der Stoßprozeß wird wie in der oben skizzierten SCA berechnet, also mit einem punktförmigen klassischen Projektil. Die Bewegung der Elektronen unter dem Einfluß des zeitabhängigen Störpotentials des Projektils wird mit Hilfe gekoppel-

ter Kanalrechnungen bestimmt. Dies stellt sicher, daß anders als in der hier verwendeten SCA auch alle höheren Ordnungen der Störungstheorie zum Ergebnis beitragen, so daß Korrelationseffekte der Elektronen richtig behandelt werden. Eine gekoppelte Kanalrechnung mit korrelierten Wellenfunktionen ist allerdings immer noch zu rechenzeitaufwendig. Deshalb wird der Stoßprozeß in kleine Zeitabschnitte diskretisiert. Die korrelierten Elektronenwellenfunktionen werden nach dem Basissatz der unkorrelierten entwickelt. Zu Beginn eines Zeitabschnittes wird die Korrelation zwischen den Elektronen durch die Projektion auf die korrelierte Basis sozusagen kurz eingeschaltet. Dann wird die zeitliche Entwicklung während des Intervalls mit den unkorrelierten Funktionen berechnet. Am Ende greift durch eine abermalige Projektion auf den 'richtigen' Basissatz wieder die elektronische Wechselwirkung ein.

Trotz dieser Vereinfachung ist der Rechenaufwand immer noch immens. Fang und Mitarbeiter (/FAN91/) konnten allerdings zeigen, daß es zur korrekten Mitnahme der Elektronenwechselwirkung ausreichend ist, wenn die Wechselwirkung nur zu drei Zeiten, nämlich am Beginn, am Punkt der nächsten Annäherung zwischen Projektil und Target und am Ende eingeschaltet wird. Außerdem werden durch den beschränkten Basissatz nur niedrige Elektronenenergien unter 2 a.u. berücksichtigt.

2.2.3.3. Weitere quantenmechanische Ansätze

Alle bislang verwendeten quantenmechanischen Ansätze bedienen sich der Impact Parameter Approximation (IPA). Die Darstellung folgt im wesentlichen Fainstein et al. (/FAI91/). In der IPA geht man von folgendem Modell aus: In einem Dreikörperstoß trifft ein nacktes Projektil mit der Ladung Z_P und der Masse M_P mit der Geschwindigkeit v auf ein wasserstoffähnliches Target mit der Kernladung Z_T und der Masse M_T . Da die Kernmasse sehr groß gegen die Elektronenmasse ist, wird die Kernbewegung von der Elektronenbewe-

gung separiert. Das internukleare Potential der Kerne führt, wie verschiedene Autoren gezeigt haben (/BEL79/, /FAI88/, /SAL89/), nur zu einem stoßparameterabhängigen Phasenfaktor, der keinen Beitrag zum totalen Wirkungsquerschnitt liefert. Dadurch vereinfacht sich das Streuproblem, und es muß 'nur' die elektronische Schrödingergleichung gelöst werden:

$$(H_e - i\partial/\partial t) \Psi = 0$$

mit dem elektronischen Hamiltonian

$$H_e = -0.5 \nabla^2_r - Z_T/x - Z_P/s,$$

wobei x und s die Elektronenkoordinaten in bezug auf Target beziehungsweise Projektil sind. Jetzt zerlegt man den Hamiltonian H_e für die Zustände vor und nach dem Stoß in zwei Anteile, den ungestörten (H) und den Störungsterm V:

$$H_e = H_i + V_i = H_f + V_f$$

Die Indizes i und f stehen für den Anfangs- (initial) und den Endzustand (final). Für die verschiedenen Anteile des Hamiltonian gilt

$$\begin{aligned} H_i &= H_f = -0.5 \nabla^2_r - Z_T/x \\ V_i &= V_f = -Z_P/s. \end{aligned}$$

Mit dieser Separierung kann man die ungestörten Wellenfunktionen Φ_i^{FBA} und Φ_f^{FBA} (FBA steht für First Born Approximation) ausrechnen. Sie gilt allerdings nur dann, wenn es sich um kurzreichweitige Potentiale handelt, so daß man annehmen kann, daß der Einfluß des Projektils auf die Elektronenwellenfunktion bei großen internuklearen Abständen vernachlässigbar ist. Dies ist aber bei der Betrachtung des Coulombpotentials eigentlich nicht der Fall. Die Übergangsamplitude X_{ik}^{FBA} in einen gestörten Zustand k ergibt sich dann zu

$$\chi_{ik}^{FBA} = -i \int_{-\infty}^{+\infty} dt \langle \phi_k^{FBA} | -\frac{Z_P}{s} | \phi_i^{FBA} \rangle .$$

In der ersten Bornschen Näherung wird also die Ionisation eines Elektrons als Übergang von einem gebundenen in einen Kontinuumszustand des Targets beschrieben.

Die erste Bornsche Näherung hat einige Folgerungen für die Wirkungsquerschnitte. Alle Wirkungsquerschnitte skalieren in Abhängigkeit von der Projektilladung Z_P mit Z_P^2 . Eine Wechselwirkung zwischen Targetelektronen wird nicht berücksichtigt, da nur Einelektronensysteme betrachtet werden. Dies bedeutet, daß zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes für die Zweifachionisation das Modell unabhängiger Teilchen mit der Binomialstatistik herangezogen werden muß. Entsprechend ist die erste Bornsche Näherung auch nur dann in der Lage, Wirkungsquerschnitte für die Zweifachionisation korrekt anzugeben, wenn der Doppelstoßprozeß den Wirkungsquerschnitt dominiert, also für langsame Stöße. Wegen der großen Reichweite der Coulombwechselwirkung sind dann aber die oben erwähnten asymptotischen Bedingungen erst recht nicht erfüllt. Dies sieht man auch daran, daß bei der für die Anwendung der Binomialstatistik nötigen Berechnung der stoßparameterabhängigen Einzelionisationswahrscheinlichkeiten $P(b)$ diese für kleine Stoßparameter größer als 1 werden, was für eine Wahrscheinlichkeit nicht möglich ist (siehe auch die Diskussion in /SAL87/).

Um diese Unzulänglichkeiten der ersten Bornschen Näherung zu verbessern, geht man zur Verwendung von Distorted Wave Modellen statt der Φ^{FBA} über, in denen sich das ionisierte Elektron im ausgehenden Kanal nicht nur in Kontinuumszuständen des Targets sondern auch des Projektils bewegt (Continuum-Distorted-Wave-Model (CDW)). Die Schwierigkeiten bei der Berechnung der Ionisationswahrscheinlichkeiten $P(b)$ löst man, indem man zur Anfangswellenfunktion eine Eikonalphase hinzunimmt, die in der Nähe des Targetpotentials eine ortsabhängige Phasenverschiebung verursacht und dadurch die

Normierung sicherstellt (Continuum-Distorted-Wave - Eikonal-Initial-State (CDW-EIS)).

2.2.3.4. Andersens semiempirischer Ansatz

Andersen nimmt in seinem Modell (/AND87/) an, daß sich die Wirkungsquerschnitte für die Einfach- und Doppelionisation von Helium jeweils aus zwei getrennten Anteilen, nämlich denen für enge (σ_c) und für entfernte Stöße (σ_d), zusammensetzen:

$$\sigma = \sigma_c + \sigma_d.$$

Zur Berechnung des Anteils σ_d mit großem Stoßparameter wird die Weizsäcker-Williams Methode der virtuellen Photonen herangezogen, in der das Coulombfeld des Projektils, das die Störung verursacht, durch einen äquivalenten Impuls elektromagnetischer Strahlung ersetzt wird. Die Einfachionisation wird dann durch Aufsummieren über die experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitte für die Photoionisation von Lowry und Mitarbeitern /LOW65/ berechnet.

Für enge Stöße wird eine Streuung des Projektils an einem freien Elektron angenommen, wobei eine Ionisation stattfindet, wenn der Energieübertrag die tatsächliche Bindungsenergie des Elektrons übersteigt.

Addiert man die beiden Werte der einzelnen Beiträge zur Einfachionisation, dann erhält Andersen für den Wirkungsquerschnitt

$$\sigma^+ = q^2 (v_0/V)^2 \ln(2.96V/v_0) 3.72 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$$

mit $v_0=ac$, Projektilladung q und Projektilgeschwindigkeit V .

In der Herleitung wird vorausgesetzt, daß der relativistische Parameter $\gamma=(1-V^2/c^2)^{-0.5} = 1$ ist, daß also relativistische Effekte keine Rolle spielen. Dies ist für die von ihm betrachteten vergleichsweise niederenergetischen Stoßsysteme sicher der Fall. Es stimmt aber zum

Beispiel nicht mehr bei den von uns gemessenen 500 MeV/u Kr^{36+} ($\gamma=1.54$) und 1000 MeV/u Kr^{36+} ($\gamma=2.07$). Außerdem geht Andersen von der Näherung $v/c=0$ aus, die auch nur im nichtrelativistischen Fall gilt (500 MeV/u Kr^{36+} : $v/c=0.76$, 1000 MeV/u Kr^{36+} : $v/c=0.88$). Für den relativistischen Fall gibt Andersen eine andere Gleichung für die Einfachionisation an

$$\sigma^+ = q^2 \ln(248\gamma) 1.98 \times 10^{-20} \text{ cm}^2.$$

Da wegen der durch die hohe Geschwindigkeit bedingten kurzen Wechselwirkungszeit der Shake-off der dominante Beitrag zur Doppelionisation ist, läßt sich damit auch der Wirkungsquerschnitt für die Doppelionisation im relativistischen Fall angeben:

$$\sigma^{2+} = q^2 \ln(1470\gamma) 3.6 \times 10^{-23} \text{ cm}^2.$$

Den nichtrelativistischen Fall der Doppelionisation zerlegt Andersen naheliegenderweise entsprechend dem Ionisationsmodell in drei Anteile: σ_I entspricht dem Wirkungsquerschnitt als Folge von einer Wechselwirkung zwischen Projektil und Targetelektronen (TS-1 und Shake-off), σ_{II} ist dann der Beitrag aus zwei unabhängigen Wechselwirkungen. Da beide Prozesse quantenmechanisch nicht unterscheidbar sind, müssen sie kohärent addiert werden, was zu einem dritten Wirkungsquerschnitt σ_{Int} führt, der den Interferenzterm zwischen den beiden Prozessen beschreibt. Damit erhält Andersen für den Gesamtquerschnitt für die Doppelionisation

$$\sigma^{2+} = q^2 \sigma_I + q^4 \sigma_{II} - q^3 \sigma_{Int}.$$

Entsprechend der weiter oben verwendeten Nomenklatur korrespondiert σ_I mit TS-1 und SO, σ_{II} dagegen mit dem TS-2 Prozeß, wobei σ_I , σ_{II} und σ_{Int} den Wirkungsquerschnitten für Protonen auf Helium entsprechen. Zur Beschreibung der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes vom Projektilladungszustand wird davon ausgegangen, daß die Beziehung

$$\sigma(q) = q^2 \cdot \sigma(H^+)$$

für alle Ladungszustände q gilt. Abweichungen von dieser q^2 -Skalierung werden demzufolge nicht korrekt beschrieben. Bei der Betrachtung von σ_I wird angenommen, daß der Shake-off primär bei großen Stoßparametern und der TS-1, bei dem ein Elektron ionisiert wird, welches dann das zweite heraus-schießt, bei kleinen Stoßparametern stattfindet. Demzufolge wird der TS-1-Beitrag wie in der Einfachionisation durch eine Faltung zwischen der Streuung des Projektils an einem freien Elektron und der Streuung des jetzt ionisierten Elektrons am übrigbleibenden behandelt. Der Shake-off Anteil wird wieder durch die Methode der virtuellen Quanten bestimmt. Die unabhängige Ionisation zweier Elektronen (TS-2) berechnet sich aus dem Wirkungsquerschnitt für die Einfachionisation. Addiert man die entsprechenden Beiträge zusammen, so erhält man für die Anteile σ_I und σ_{II} an der Doppelionisation

$$\sigma_I = (v_0/V)^2 \ln(18 V/v_0) 6.7 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$$

$$\sigma_{II} = (v_0/V)^4 1.85 \times 10^{-16} \text{ cm}^2.$$

Der Interferenzterm σ_{int} wird nicht hergeleitet, sondern nur qualitativ behandelt. Für eine ausführlichere Diskussion dieser Rechnungen sei auf Andersens Veröffentlichung hierzu (/AND87/) verwiesen.

2.2.3.5. Janevs globale Skalierungsformeln

Das Interesse von Janev in seiner neuesten Publikation (/JAN92/) gilt dem Skalierungsverhalten der Wirkungsquerschnitte für die Zweifachionisation von Helium, da diese das Verhalten beziehungsweise die Abschwächung eines neutralen Heliumstrahls beim Durchgang durch ein Plasma bestimmen. Da die Wirkungsquerschnitte ungefähr mit q^2 skalie-

ren, sind es vor allem Plasmaverunreinigungen durch hochgeladene Fremdatome, die diesen unerwünschten Effekt verursachen. Janev leitet Skalierungsgesetze ab, indem er Theorien, die in gewissen Geschwindigkeitsbereichen die experimentellen Wirkungsquerschnitte sehr gut beschreiben, durch Interpolation verbindet. Die dadurch erhaltene Formel für die Wirkungsquerschnitte scheint über den gesamten Geschwindigkeitsbereich ihre Gültigkeit zu behalten.

Der Prozeß der Einfachionisation von Helium läßt sich in drei Geschwindigkeitsbereiche unterteilen. Bei kleinen Geschwindigkeiten überwiegt der Einfacheinfang eines Elektrons durch das Projektil, da infolge der Adiabasie das Ensemble aus Projektil-, Heliumkern und zwei Elektronen ein vereinigt System bildet, in dem sich die Elektronen im Potential von Projektil- und Targetkern bewegen. Das klassische Over Barrier Model (siehe zum Beispiel die Diskussion in /JAN83/) beschreibt den Elektroneneinfang, indem die Potentialschwelle zwischen den Kernen durch den sich verringernden internuklearen Abstand während des Stoßes abgesenkt wird. Dadurch bewegen sich die Elektronen, wenn die Potentialschwelle (Barrier) unter die Bindungsenergie des Heliumelektrons sinkt, im System beider Kerne. Fliegen die Kerne nach dem Stoß auseinander, dann steigt die Potentialschwelle wieder, und das Elektron kann sich jetzt mit dem Projektil mitbewegen. Da bei kleinen Geschwindigkeiten das System ausreichend Zeit hat, um sich auf die verändernden Bindungspotentiale einzustellen, wird der Einfachionisationswirkungsquerschnitt durch diesen Prozeß des Einfacheinfangs bestimmt. Aus dem Over Barrier Modell erhält man für den Einfachquerschnitt σ_{langsam} folgende Abhängigkeit von der Projektilladung q :

$$\sigma_{\text{langsam}} = q \cdot a,$$

wobei a eine Konstante ist. Bei hohen Projektilenergien wird der Wirkungsquerschnitt von der direkten Ionisation dominiert. Dies wird sehr gut von einer Binary Encounter Näherung (BEA) beschrieben, in der das Elektron als quasi-

frei angenommen wird (siehe ebenfalls /JAN83/). Aus dieser Näherung ergibt sich für den Einfachionisationsquerschnitt bei hohen Geschwindigkeiten

$$\sigma_{\text{schnell}} = b \cdot (q^2/E) \cdot \ln(c \cdot E/q).$$

b und c sind ebenfalls Konstanten. Zu bemerken ist, daß dieses Skalierungsverhalten von der ersten Bornschen Näherung abweicht, die q^2/E vorhersagt. Diese Abweichung stimmt mit den Experimenten überein und wird ebenfalls von der Continuum-Distorted-Wave-Eikonal-Initial-State-Theorie (CDW-EIS) von Fainstein (/FAI91/) vorhergesagt.

Um die Ladungszustandsabhängigkeit zu eliminieren, geht man zu den reduzierten Koordinaten σ^* und E^* über

$$\sigma^* = \sigma / q \quad \text{und} \quad E^* = E / q$$

und erhält dann für die beiden Wirkungsquerschnitte

$$\sigma_{\text{langsam}}^* = a$$

$$\sigma_{\text{schnell}}^* = (b/E^*) \cdot \ln(cE^*).$$

Die Konstanten a, b und c bekommt man aus der Anpassung der entsprechenden Gleichung an die experimentellen Wirkungsquerschnitte. Für die langsamen Geschwindigkeiten bedient man sich dazu der Messungen von Andersen et al. (/AND88/) und Müller et al. (/MÜL76/). Man erhält für die Konstante a den Wert

$$a = 3.8 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2.$$

Entsprechend ergeben sich die Werte für b und c aus den Messungen von Hvelplund (/HVE80/), Knudsen (/KNU81/) und weiteren, die in /JAN88/ zitiert werden.

Die beiden Geschwindigkeitsbereiche verbindet Janev durch eine Interpolation und erhält dann nach Einführung einer neuen reduzierten Koordinate $E_{100}^* = E^*/100 = E(\text{keV/u})/(100q)$

für den reduzierten Einfachionisationsquerschnitt σ^*_{+}

$$\sigma^*_{+} = \frac{3.8 \cdot 2.82 \cdot \ln(e + 0.0215 \cdot E^*_{100})}{2.82 + 3.088 \cdot (E^*_{100})^{0.2578} + 3.8 \cdot E^*_{100}} \quad (1).$$

Diese Formel (1) beschreibt laut Janev die gemessenen Wirkungsquerschnitte sehr gut: Bei kleinen Geschwindigkeiten $E^* < 1 \text{ keV/u}$ beträgt der Fehler etwa 20-30%, im mittleren Bereich ($E^* = 1-30 \text{ keV/u}$) ungefähr 10-20%, und für schnelle Stöße ($E^* > 30 \text{ keV/u}$) sind die Abweichungen zwischen experimentellen Querschnitten und der Formel (1) kleiner als 10%.

Die Doppelionisation von Helium ist etwas schwieriger zu behandeln, da hier einige in der Geschwindigkeitsabhängigkeit unterschiedliche Prozesse zum Gesamtquerschnitt beitragen (Zweielektroneneinfang, direkte Zweifachionisation mit und ohne Shake-off, Einelektroneneinfang mit Transferionisation). Die beiden Einfangprozesse können für langsame Geschwindigkeiten wieder wie im Fall der Einfachionisation in einem erweiterten Over-Barrier-Modell erfolgreich beschrieben werden. Für den reduzierten Querschnitt $\sigma^*_{++} = \sigma_{++}/q$ ergibt sich

$$\sigma^*_{++} = \frac{1.37 \cdot 0.64 \cdot 10^{-16}}{0.64 + 1.77 \cdot (E^*_{100})^{0.75} + 1.37 \cdot (E^*_{100})^4} \quad \text{cm}^2$$

$$\text{mit } E^*_{100} = E(\text{keV/u}) / (100 \cdot \sqrt{q}),$$

wobei die Skalierungsformel wieder an die entsprechenden experimentellen Daten angepaßt wurde (die reduzierte Energie skaliert mit \sqrt{q} und nicht direkt mit der Ladung wie im Fall der Einfachionisation!).

Berücksichtigt man noch die direkte Doppelionisation mit beiden Zweistufenprozessen und Shake-off Anteil, gelangt man zu folgender Formel für den reduzierten Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{++}^* = \frac{1.37 \cdot 0.08 \cdot 10^{-16}}{0.08 + 0.035 \cdot \sqrt{\xi} \cdot (E_{100}^*)^{0.2} + 1.37 \cdot \xi^{-1} \cdot (E_{100}^*)^2} \text{ cm}^2 \quad (2)$$

$$\text{mit } \xi = q \cdot \{1 - \exp[0.9 \cdot (100 \cdot E_{100}^* / q)^{0.5}]\}$$

$$\text{und } E_{100}^* = E(\text{keV/u}) / (100 \cdot q).$$

Die Genauigkeit liegt über dem ganzen Bereich zwischen 10 und 20%, wobei zwischen $E^* = 0.3 \text{ keV/u}$ und $E^* = 30 \text{ keV/u}$ mangels experimenteller Daten eine Anpassung an CTMC-Rechnungen vorgenommen wurde. Die Genauigkeit in dieser Region beträgt etwa 20-30%.

Im Gegensatz zur Formel (1) enthält die Formel (2) für die Doppelionisation in der Korrelationsfunktion $\xi(q, E)$ explizit die Ladung des Projektils. Während die Einfachionisationsquerschnitte bei der Auftragung von σ/q gegen E/q alle auf eine universelle Kurve fallen, ist dies deshalb für die Doppelionisation nicht der Fall.

Anzumerken ist außerdem noch, daß sich Janev über den ganzen Bereich der reduzierten Energie bedient. Da für den Verlauf des Stoßprozesses aber die Wechselwirkungszeit die entscheidende Rolle spielt, ist es im besonderen für relativistische Stöße wohl korrekter, statt der Energie das Quadrat der relativistischen Geschwindigkeit zu verwenden.

3. Konzeption der Experimente

3.1. Allgemeines zu Wirkungsquerschnitten und Absolutnormierung

Das Ziel der im weiteren Verlauf dieser Arbeit vorgestellten Experimente ist die Bestimmung der absoluten Vielfachionisationswirkungsquerschnitte in hochenergetischen Schwerionenstößen mit verschiedenen Edelgasen.

Dazu wird ein Strahl geladener Projektile auf ein Gastarget geschossen. Die Rückstoßionen werden in einem elektrischen Feld senkrecht zum Projektilstrahl beschleunigt und nachgewiesen, wobei ihre Flugzeit ein direktes Maß für den Ladungszustand ist. Die Projektile werden ebenfalls detektiert.

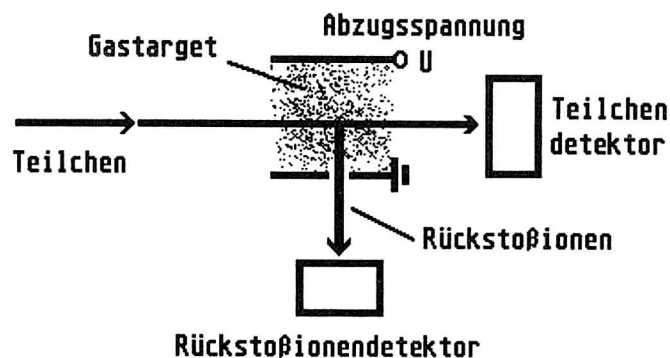


Bild 3.1.I Meßprinzip

Sei N_P die Anzahl der Projektile, N_T die Anzahl an Targetatomen pro cm^3 , x die von dem Detektor der Rückstoßionen gesehene Gastargetlänge und $\sigma(q)$ der zu messende Vielfachionisationswirkungsquerschnitt für ein Rückstoßion mit dem Ladungszustand q . Weiter sollen $\Omega_P/4\pi$ und $\Omega_R/4\pi$ die Raumwinkel für Projektil- beziehungsweise Rückstoßionendetektor und ϵ_P und ϵ_R die Nachweiswahrscheinlichkeit der einzelnen Detektoren sein. Für die Anzahl der nachgewiesenen Rückstoßionen $N(q)$ gilt dann:

$$N(q) = N_P \cdot N_T \cdot \sigma(q) \cdot x \cdot \Omega_P / 4\pi \cdot \Omega_T / 4\pi \cdot \varepsilon_P \cdot \varepsilon_T \quad (3.1.a).$$

Die Größen x , Ω_P , Ω_T , ε_P und ε_T sind nur von den Spezifikationen des Spektrometers abhängig und können deshalb zu einem Spektrometerfaktor F zusammengefaßt werden:

$$F = x \cdot \Omega_P \cdot \Omega_T \cdot \varepsilon_P \cdot \varepsilon_T \quad (3.1.b).$$

Die Anzahl von Targetatomen pro cm^3 läßt sich durch den Druck p , die Avogadrozahl N_A , die allgemeine Gaskonstante R und die Temperatur T des Gastargets ausdrücken:

$$N_T = p \cdot (N_A / RT) \quad (3.1.c).$$

Damit ergibt sich für den zu messenden Wirkungsquerschnitt $\sigma(q)$:

$$\sigma(q) = N(q) / (N_P \cdot p \cdot (N_A / RT) \cdot F) \quad (3.1.d).$$

Zur Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnittes $\sigma(q)$ müssen deshalb die Anzahl der Rückstöße $N(q)$ mit dem Ladungszustand q , die Anzahl an Projektilen N_P , der absolute Targetdruck und die Spektrometergrößen x , Ω_P , Ω_T , ε_P und ε_T gemessen werden.

Da die Streuwinkel der Projektile immer kleiner als der optische Öffnungswinkel des Projektildetektors sind und außerdem die Nachweiswahrscheinlichkeit bei Verwendung von Gas- oder Szintillationszählern 100% beträgt, kann man davon ausgehen, daß gilt:

$$\Omega_P / 4\pi = \varepsilon_P = 1 \quad (3.1.e).$$

Der Raumwinkel Ω_R für den Nachweis der Rückstöße ist wegen der geringen Energien der Rückstöße ($< 1\text{eV}$) ebenfalls $\Omega_R = 4\pi$. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Rückstöße ε_R kann separat bestimmt werden (siehe Kap. 4.1.). Die Gastargetlänge x erhält man durch Ausmessen der

Blende des Spektrometers, die das Gesichtsfeld des Rückstoß-ionendetektors begrenzt.

Die Bestimmung des absoluten Druckes p ist schwierig, beziehungsweise dann nahezu unmöglich, wenn aus apparativen Gründen keine statische Gaszelle verwendet werden kann. Dieses Problem umgeht man mit der Durchführung einer Eichmessung.

Hierzu verwendet man ein anderes Stoßsystem, dessen Wirkungsquerschnitt mit hinreichender Genauigkeit bekannt ist. Die Eichmessung wird mit identischem Experimentaufbau wie die eigentliche Messung durchgeführt. Auch für die Eichmessung gilt die Gleichung 3.1.d. Löst man diese nach der unbekannten Größe $p^* \cdot F^*$ auf (im folgenden beziehen sich alle mit * gekennzeichneten Größen auf die Eichmessung), so erhält man für die Eichmessung und die eigentliche Messung:

$$p \cdot F = N(q) / (N_P \cdot \sigma(q) \cdot (N_A/RT)) \quad (3.1.f)$$

$$p^* \cdot F^* = N^*(q) / (N_P^* \cdot \sigma^*(q) \cdot (N_A/RT)).$$

Aus apparativen Gründen gilt bei gleichem angezeigten Druck selbstverständlich

$$p \cdot F = p^* \cdot F^*. \quad (3.1.g)$$

Durch Einsetzen in Gleichung 3.1.f und Umformen erhält man für den zu messenden Wirkungsquerschnitt $\sigma(q)$:

$$\sigma(q) = [N_R(q)/N_R^*(q)] \cdot (N_P^*/N_P) \cdot (P^*/P) \cdot \sigma^*(q). \quad (3.1.h)$$

Auf diese Weise werden alle apparativen Konstanten eliminiert. Auch ein möglicher Druckgradient vom Ort des Strahls zur Meßzelle hin wird so korrekt berücksichtigt, da nicht mehr der absolute Druck, sondern nur noch das Druckverhältnis zur Berechnung des absoluten Wirkungsquerschnittes herangezogen wird.

3.2. Flugzeitmessung zur Bestimmung des Ladungszustandes der Rückstoßionen

Ein Rückstoßion mit dem Ladungszustand q und der Masse M wird - wie in Bild 3.2.I dargestellt - von einem elektrischen Feld aus der Gaszelle extrahiert und mit der Spannung

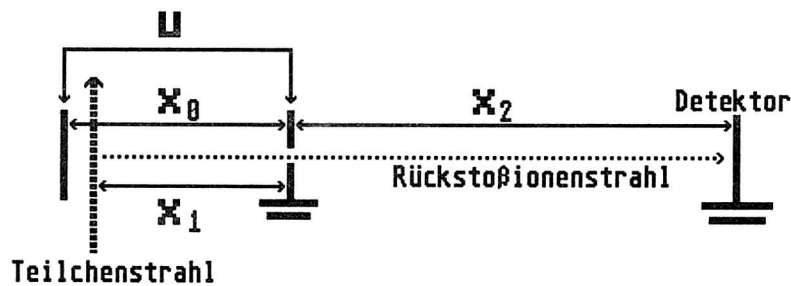


Bild 3.2.I Prinzipieller Aufbau eines Flugzeitspektrometers

U über eine Strecke x_1 beschleunigt. Je nach Entstehungsort des Rückstoßions erhält es durch das elektrische Feld die Energie

$$E = M \cdot v^2 / 2 = U \cdot q \cdot x_1 / x_0$$

und die Geschwindigkeit

$$v = (2 \cdot U \cdot q \cdot x_1 / (M \cdot x_0))^{1/2} = C^{-1} (x_1)^{1/2}$$

$$\text{mit } C = [M \cdot x_0 / (2 \cdot U \cdot q)]^{1/2}.$$

Daraus ergibt sich die Flugzeit t_1

$$t_1 = 2 \cdot x_1 / v.$$

Rückstoßionen unterschiedlichen Ladungszustandes q und verschiedener Massen M erhalten dadurch andere Flugzeiten. Die dazugehörigen Projektile dagegen fliegen nahezu unbeein-

flußt weiter. Startet man jetzt mit den Rückstoßionen eine elektronische Uhr und stoppt diese mit dem entsprechenden zeitlich verzögerten Projektil, so erreicht man eine zeitliche Trennung der verschiedenen Rückstoßionenladungszustände, die die Identifikation des Ladungszustandes ermöglicht. Wegen der räumlichen Breite des Projektilstrahls und des dadurch bedingten unterschiedlichen Startortes x_1 der Rückstoßionen erhält man eine intrinsische endliche Zeitauflösung des Spektrometers. Für das Bestimmen sehr hoch geladener Rückstoßionen reicht diese normale zeitliche Trennung aber nicht aus, da die Zeitabstände zwischen zwei aufeinanderfolgenden Ladungszuständen mit wachsendem q immer geringer werden. Zum Erreichen einer besseren zeitlichen Fokussierung der einzelnen Ladungszustände läßt man deshalb die Rückstoßionen im Anschluß an die Beschleunigung mit der Endgeschwindigkeit v eine Strecke x_2 im feldfreien Raum driften. Die Flugzeit t_2 für die Strecke x_2 beträgt

$$t_2 = x_2 / v.$$

Daraus erhält man eine Gesamtflugzeit T

$$T = t_1 + t_2 = C \cdot (2 \cdot \sqrt{x_1} + x_2 / \sqrt{x_1})$$

Zeitliche Fokussierung bedeutet, daß die zeitliche Änderung bei Variation des Entstehungsortes minimal sein soll:

$$dT/dx_1 = C \cdot [1/\sqrt{x_1} - x_2 / (2 \cdot x_1 \cdot \sqrt{x_1})] = 0.$$

Daraus folgt: $x_1 = x_2 / 2$.

Es gilt also, daß für eine optimale zeitliche Fokussierung der Rückstoßionen die Driftstrecke doppelt so lang sein muß, wie die Beschleunigungsstrecke. Setzt man diese Beziehung in die Flugzeit T ein, so erhält man

$$T = 2 \cdot (M/q)^{1/2} (x_0 \cdot x_2 \cdot U)^{1/2}.$$

Die Flugzeit ist also proportional zur Wurzel aus dem Verhältnis der Masse des Rückstoßions zu seiner Ladung. Zur Veranschaulichung dieser Beziehung diene Bild 3.2.II, in dem für verschiedene Edelgase und andere im Restvakuum vorhandene Gase das Verhältnis M/q und damit das Quadrat der Flugzeit für unterschiedliche Ladungszustände aufgetragen ist.

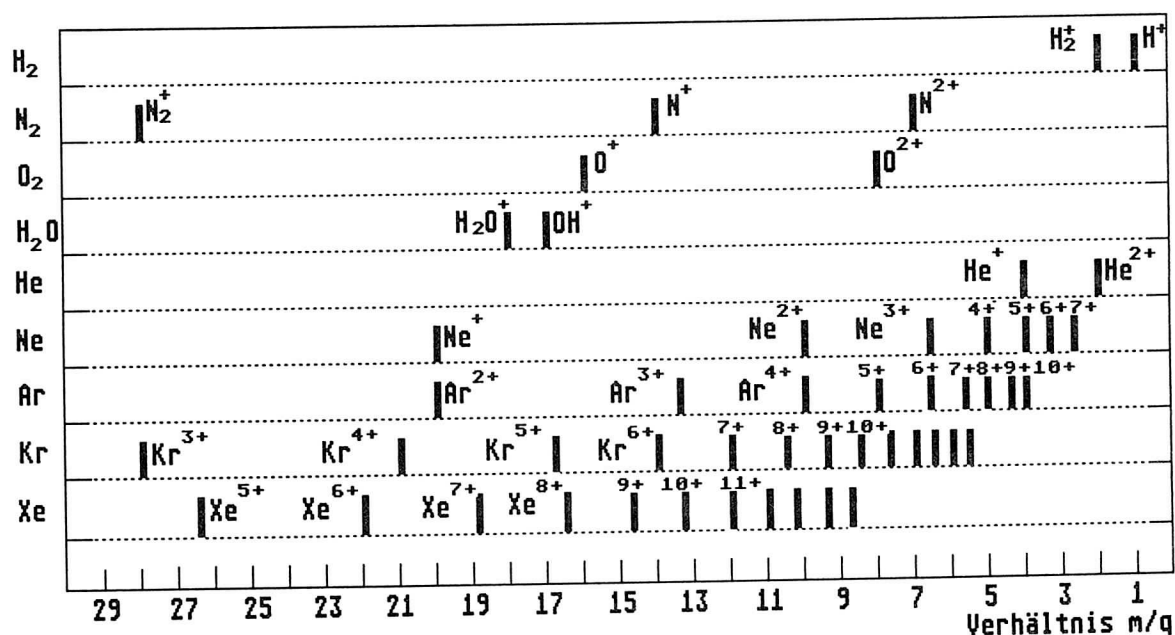


Bild 3.2.II Verhältnis von M/q für die Ladungszustände verschiedener Gase

3.3. Design der verschiedenen Spektrometer

3.3.1. Die Meßapparatur für UNILAC und BEVALAC

Das hier beschriebene Spektrometer wurde speziell für die extrem ungünstigen Experimentierbedingungen am BEVALAC-Beschleuniger des Lawrence Berkeley Laboratory in Berkeley, Kalifornien entworfen. Gleichzeitig wurde es auch für Mes-

sungen am UNILAC der Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI verwendet. Der BEVALAC ist, wie das Bild 3.3.1.I zeigt, eine Kombination aus dem Linearbeschleuniger HILAC (Heavy Ion Linear Accelerator) und dem Synchrotron BEVATRON (1 BeV im Englischen entspricht in unserem Sprachgebrauch 1 GeV, also 10^9 eV). Im Linearbeschleuniger werden im vorliegenden Fall die Uranionen erzeugt, vorbeschleunigt und in den BEVATRON injiziert. Das Synchrotron hat einen Durchmesser von 40 Metern, in denen die Ionen auf die Endenergie

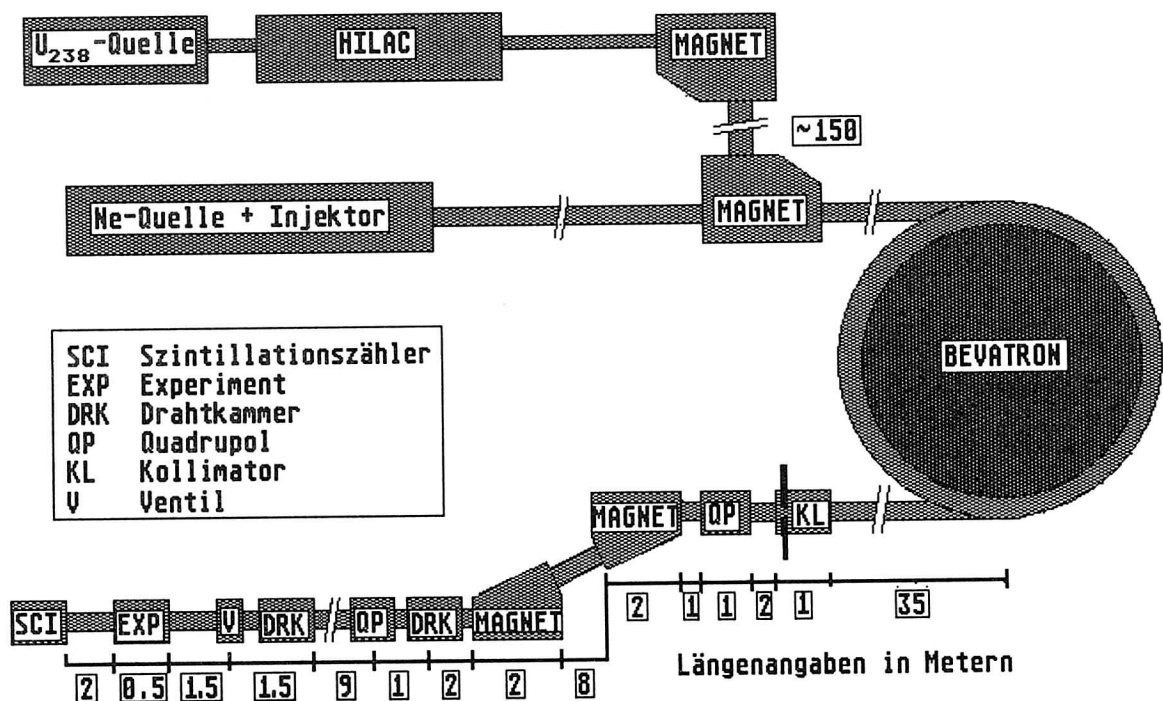


Bild 3.3.1.I Skizze der BEVALAC Beschleunigeranlagen

gebracht werden. Der Teilchenstrahl ist zeitlich gepulst, da die Projektile eine gewisse Zeit benötigen, um die Endenergie zu erreichen. Etwa alle 6 Sekunden verläßt ein Puls von einigen zehntausend Teilchen das BEVATRON. Über ein System von Ablenkmagneten wird einer der zehn Meßplätze bedient. Von diesen zehn Plätzen dienen zwei ausschließlich der biomedizinischen Forschung und der Krebstherapie mit Schwerionenstrahlen. Die Behandlung der Patienten wird mit einem Neonstrahl durchgeführt, der während der Behandlungs-

pausen, die zum Neupositionieren der Patienten nötig sind, zu anderen Meßplätzen geschaltet werden kann. In dieser Zeit können zum Beispiel Experimente justiert, Elektronikeinstellungen geprüft oder auch kurze Experimente durchgeführt werden. In der Nacht und an den Wochenenden findet keine Therapie statt, so daß hier Zeit für längere Experimente ist.

Die experimentellen Rahmenbedingungen für Messungen am BEVALAC sind nicht optimal, da der Teilchenstrahl nicht sehr gut fokussiert ist (Halbwertsbreiten von etwa 1cm sind normal). Im Vergleich dazu ist es am UNILAC kein Problem, den Strahl auf wenige Zehntel Millimeter zu begrenzen. Eine Kollimation des Projektilstrahls am BEVALAC ist aber gerade wegen seiner relativistischen Geschwindigkeit nicht möglich, da extrem dicke Bleischlitze nötig wären, die in der Handhabung sehr schwierig sind. Außerdem würde eine Kollimation die ohnehin nicht sehr große Teilchenzahl weiter verringern. Dazu kommt, daß aufgrund einer mechanischen Begrenzung des Strahls durch Streuung an den Schlitzbacken eine Vielzahl von Konvoielektronen ausgelöst wird, die mit dem Strahl mitfliegen und einen immensen Untergrund verursachen. Diese Elektronen stellen ein weiteres Problem des Experiments dar: Das Grundvakuum innerhalb der Strahltransportstrecke vom BEVATRON zum Meßplatz ist relativ schlecht (einige 10^{-4} HPa). Ein derartiger Druck stellt auf einer Länge von etwa 30 Metern (Abstand vom letzten Magneten bis zum Experiment) ein Gastarget dar, welches bedeutend dicker ist als das im Experiment verwendete. Durch Wechselwirkung der Restgasmoleküle mit den hochgeladenen Projektilen entstehen freie Elektronen, die mit dem Strahl mitfliegen können. Des weiteren kann der Teilchenstrahl auch bei einer Halbwertsbreite von etwa 1cm eine Halo von einigen wenigen Teilchen mit sich führen. Treffen diese außerhalb des eigentlichen Strahlprofils liegenden Teilchen auf die Konstruktionselemente des Spektrometers, wird dabei eine große Anzahl von Photonen und Elektronen erzeugt, die wiederum in der Lage sind, die Atome des Edeltargets zu ionisieren. Nimmt man an, daß von etwa 10^4 Uranprojektilen pro Puls mit

einer totalen Energie von 30 GeV nur 10 die begrenzenden Metallteile des Spektrometers treffen und dort einen Energieverlust von etwa 1 GeV verteilt auf 1000 machen, dann wären dies zusätzlich zu 10000 Projektilteilchen noch einmal mindestens 10000 Elektronen und Photonen, die die Ergebnisse der Messungen vollständig verfälschen. Diese Erkenntnisse über die experimentellen Rahmenbedingungen wurde in Messungen unserer Arbeitsgruppe am BEVALAC seit 1985 (/KEL86/, /ULL87/, /BER88/) gewonnen und dienten als Grundlage für die Experimente, die 1990 durchgeführt wurden. Ausgehend von diesen Erfahrungen wurde ein Spektrometer verwendet, das auch schon in der Messung im Jahr 1989 zum Einsatz kam. Bild 3.3.1.II zeigt eine Skizze des experimentellen Aufbaus. Die im Stoßprozeß entstehenden Rückstoßionen werden von einem elektrostatischen Feld aus der

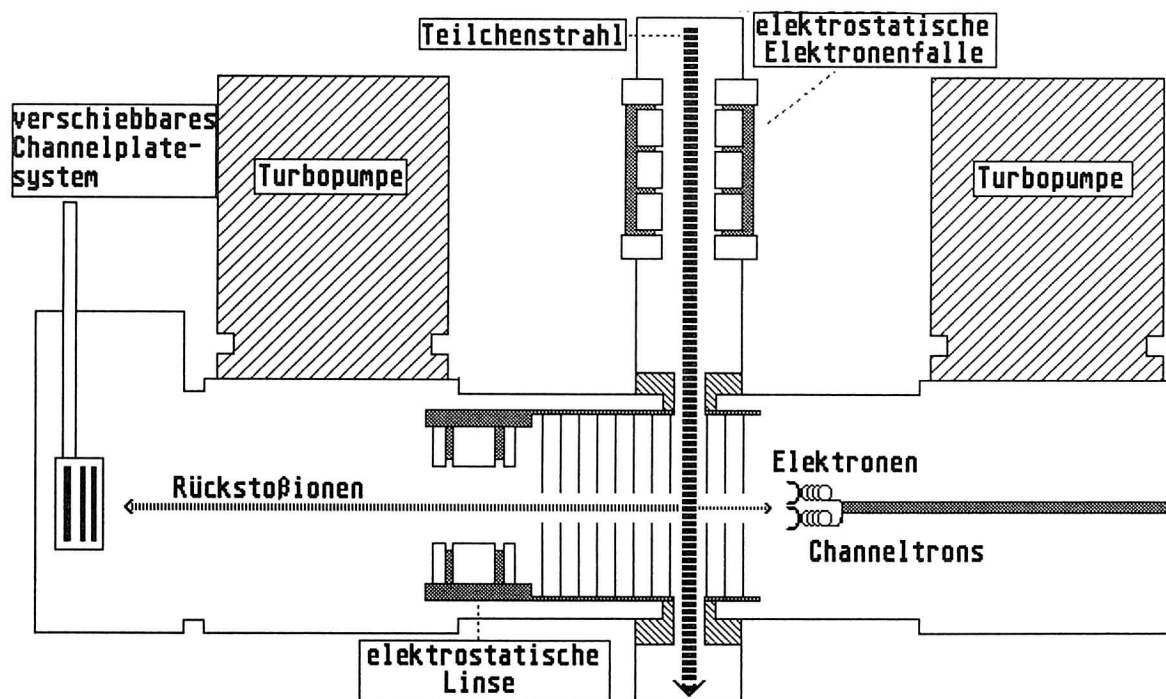


Bild 3.3.1.II Skizze des verwendeten experimentellen Aufbaus

Reaktionszone extrahiert und mit etwa +2000V herunter auf Erdpotential beschleunigt. An die Abzugs- und Beschleunigungsstrecke schließt sich im Längenverhältnis von 1:2

(siehe Kap. 3.2.) die Driftstrecke an, in der die Ionen eine elektrostatische Linse durchfliegen, die dem Experimentator die Möglichkeit bietet, den Rückstoßionenstrahl gegebenenfalls zu fokussieren. Nachgewiesen werden die Ionen mit einem in beide Dimensionen ortsauflösenden Kanalplattenvervielfacher. Dasselbe Potential, das einerseits die Rückstoßionen beschleunigt, zieht andererseits die Elektronen in die entgegengesetzte Richtung ab. Diese werden in zwei Channeltrondetektoren nachgewiesen, die in einem Abstand von ungefähr 15mm hinter der letzten Blende montiert sind. Ursprünglich war geplant, die Elektronen genauso wie die Rückstoßionen mit einem Channelplate in einem Abstand von 40cm von der Reaktionszone nachzuweisen, um so über die unterschiedlichen Flugzeiten erkennen zu können, ob ein Elektron oder ein Photon ein Signal ausgelöst hat. Da die Elektronen wegen ihrer geringen Masse jedoch äußerst empfindlich auf Feldinhomogenitäten reagieren, gestaltet sich der Transport der niederenergetischen Elektronen über diese 40cm als sehr schwierig. Rechnungen, die mit einem Elektronenbahnenprogramm durchgeführt wurden, zeigen, daß selbst unter Verwendung eines Solenoidfeldes um die Achse der Elektronenflugstrecke nur unter extrem hohen Solenoidströmen eine akzeptable Transmission gewährleistet werden kann. Derartige Solenoidströme bringen aber einen großen experimentellen Aufwand mit sich, der in keinem Verhältnis zu den gewonnenen Vorteilen steht. Deshalb wurde auf die Trennung der durch Photonen beziehungsweise Elektronen ausgelösten Signale verzichtet und oben erwähnte zwei Channeltrons kurz hinter die letzte Blende gesetzt. Der Abstand von etwa 15mm stellt einen Kompromiß dar zwischen dem Bestreben, einen maximalen Raumwinkel zu erhalten, und der Tatsache, daß ein Channeltron nur bei Drucken betrieben werden sollte, die wesentlich niedriger sind als die in der Gaszelle herrschenden.

Bild 3.3.1.III bietet einen Schnitt durch die Gaszelle des Spektrometers. Die Gaszelle liegt in einem PVC-Rohr, um die angelegte Hochspannung von 2000V gegen Erdpotential zu isolieren und gleichzeitig Zentrierung und Halterung der Zelle

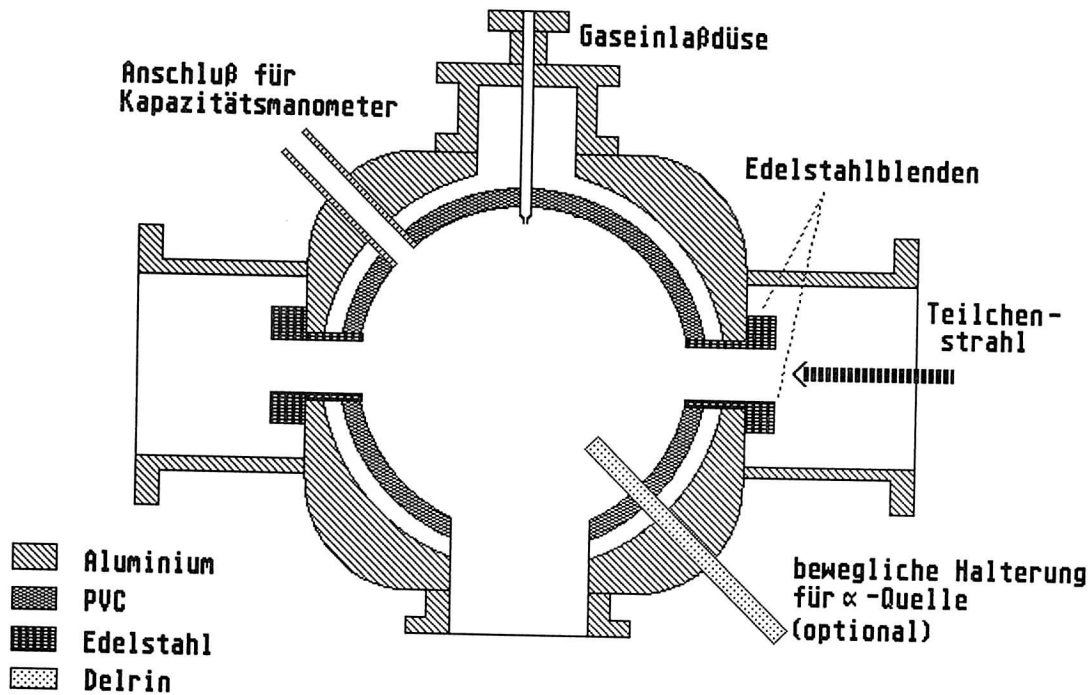


Bild 3.3.1.III Schnitt durch die Gaszelle

zu erleichtern. In dieses Kunststoffrohr führen strahlseitig Ein- und Austrittsblenden aus Edelstahl mit einem Durchmesser von 2cm, dann der Gaseinlaß mit einer Injektionsnadel, ein Anschluß für ein Absolutdruckmeßgerät und eine bewegliche Halterung für eine α -Quelle, die dort zu Testzwecken angebracht werden kann.

Zur Unterdrückung des durch entstehende Elektronen und Photonen hervorgerufenen Untergrundes werden zwei aktive Kollimatoren verwendet (siehe Bild 3.3.1.II). Diese bestehen jeweils aus einem Szintillator, der in der Mitte ein Loch in der Größe des Strahlprofils hat. Die Elektronen bzw. Photonen, die den Untergrund hervorrufen, werden dann erzeugt, wenn ein Projektilteilchen nicht sauber in der Strahlachse durch das Spektrometer fliegt, sondern sich etwas außerhalb dieser Mitte befindet. Es fliegt dann nicht ungestört durch die Gaszelle, sondern wechselwirkt mit der Wand des Spektrometers, in der es besagte Elektronen und Photonen auslöst. Dies kann man nicht verhindern. Durch die Szintillationszähler aber können derartige Teilchen erkannt und nachgewiesen werden. Bewegt sich ein Strahlteilchen

mehr als 1cm von der Strahlachse weg auf das Spektrometer zu - ein Kandidat für die Produktion von unerwünschtem Untergrund - dann hinterläßt es in einem der Szintillatoren ein Signal. Dies Signal kann nun dazu verwendet werden, alle Ereignisse, die in einem angemessenen Zeitraum nach Durchgang dieses Teilchens durch das Spektrometer geschehen, zu unterdrücken. So eliminiert man zwar nicht die störenden Teilchen, man verhindert aber den nachteiligen Einfluß, den diese auf die Messung nehmen können.

Diese Szintillationszähler mit einem Loch in der Mitte (sogenannte Veto-zähler, da sie unerwünschte Ereignisse unterdrücken) haben einen weiteren Vorteil. Da der Durchmesser des Strahls nur wenig kleiner ist als die Eintrittsöffnung in das Spektrometer, ist es wichtig, die Meßapparatur gut zu justieren. Allerdings gibt es keinerlei optische Fixpunkte, nach denen das Spektrometer ausgerichtet werden kann. Deshalb dient hierzu der weiter oben erwähnte Neonteststrahl. In den vorangegangenen Experimenten wurden deshalb Spektrometer und Strahlrohr vakuummäßig voneinander getrennt, und es wurde ein Polaroidfilm vor dem Experiment-

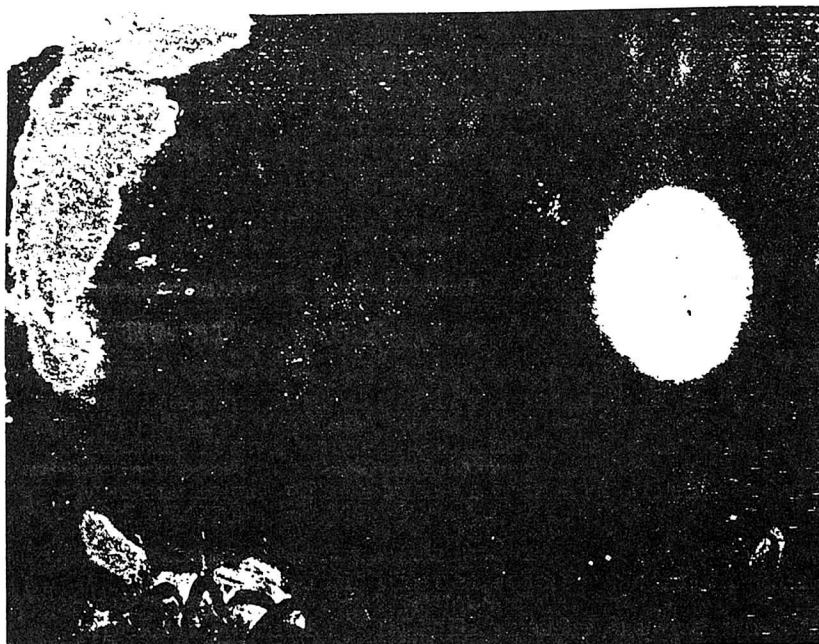


Bild 3.3.1.IV Polaroidfoto des Neonteststrahls zum Justieren

aufbau montiert. Durch zwei oder drei Teilchenpulse wird das Foto belichtet und die Lage des Strahlflecks in bezug auf die Kammermitte festgestellt. Bild 3.3.1.IV zeigt ein derartiges Polaroidbild. Jetzt wird die Kammer neu ausgerichtet und ein neues Foto belichtet, solange bis Strahlfleckmitte und Kammermitte übereinstimmen.

Dieses Verfahren der Justierung ist äußerst unbefriedigend und mitunter sehr langwierig. Die Verwendung von zwei Vetodetektoren und eines Stoppszintillators vereinfacht die Justierung ungemein. Die von den einzelnen Detektoren nachgewiesenen Pulse werden als Zählrate dem den Strahl einstellenden Operator weitergegeben. Der Strahl ist ideal optimiert, wenn beide Vetoszintillatoren keine Pulse nachweisen, der Stoppdetektor hingegen eine maximale Zählrate aufweist. In diesem Verfahren wird der Strahl durch das Spektrometer gefädelt und nicht das Spektrometer nach dem Strahl ausgerichtet. Es bietet außerdem den Vorteil, daß kein Eingriff in das Vakuumsystem nötig ist.

3.3.1.2. Rechnungen zum Spektrometer

3.3.1.2.1. Flugzeiten und Zeitauflösung

Geht man davon aus, daß Randfeldeffekte in der Absaugstrecke vernachlässigbar sind, dann läßt sich die Flugzeit der Rückstöße in Abhängigkeit vom Entstehungsort im elektrischen Feld berechnen. Dazu nimmt man an, daß die Rückstöße in einem Plattenkondensator entstehen, beschleunigt werden und die Driftstrecke durchlaufen. Wie in Kapitel 3.2. dargestellt, ist das ideale Verhältnis von Beschleunigungs- zu Driftstrecke 1:2. Infolge der örtlichen Ausdehnung des Strahles ist dieses Verhältnis aber nicht für alle Rückstöße gegeben. Die durch die Strahlbreite verursachte Änderung der Flugzeit ist in Bild 3.3.1.2.1.I dargestellt, wobei der Nullpunkt auf der X-Achse sich auf die ideale Strahlfleckmitte bezieht. Außer der absoluten

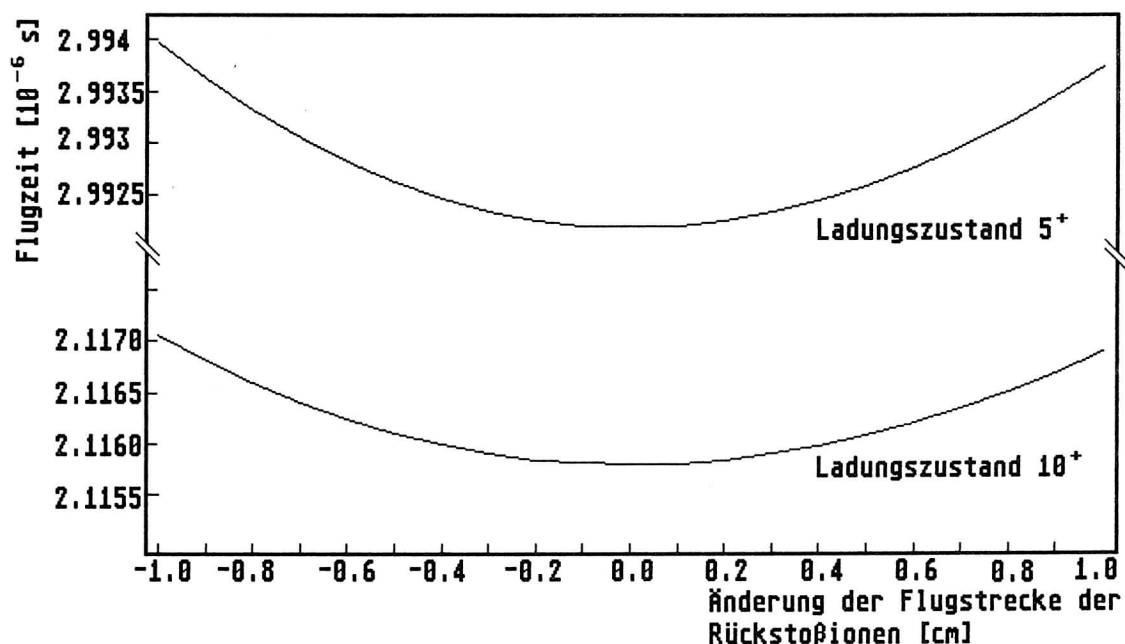


Bild 3.3.1.2.1.I Flugzeit von Argonrückstoßionen in Abhängigkeit vom Entstehungsort

Flugzeit ist speziell bei der Messung der Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung sehr hochgeladener Rückstoßionen die zeitliche Trennung der einzelnen Ladungszustände entscheidend. Bild 3.3.1.2.1.II stellt die gerechneten Flugzeiten von hochgeladenen Argonionen dar, wobei davon ausgegangen wurde, daß erstens die entstandenen Rückstoßionen eine zu vernachlässigende Anfangsenergie besitzen und zweitens der Projektilstrahl eine Breite von 20mm hat. Die Flugzeitdifferenzen durch den unterschiedlichen Entstehungsort liegen im Bereich der Größe der einzelnen Punkte. Man sieht also deutlich, daß das Spektrometer durchaus in der Lage ist, auch bei hochgeladenen Ionen eine ausreichende zeitliche Trennung zu gewährleisten. Schwierigkeiten gibt es allerdings dann, wenn das zu messende Gas nicht isotopenrein vorliegt. So liegen die Flugzeiten für Ne_{22}^{10+} und Ne_{20}^{9+} wegen des fast identischen Verhältnisses von Masse zu Ladung (2.2 beziehungsweise 2.222) nahezu übereinander. Dies ist bei Neon nicht sehr kritisch, da sich beide

Anteile bei ausreichender Statistik separieren lassen. Die tatsächliche Zeitauflösung des Experimentes ist natürlich nicht so gut, da hier noch die Anfangsenergie der Rückstoßionen, nicht zu vernachlässigende Randfeldeffekte und die Unschärfe durch die verarbeitende Elektronik eingehen.

3.3.1.2.2. Transmission der Rückstoßionen

Zur Berechnung der Transmission der Rückstoßionen läßt sich folgendes Modell heranziehen (Bild 3.3.1.2.2.I): Die Strecke A sei die Entfernung vom Entstehungsort des Rückstoßions bis zur Austrittsblende, B der Radius dieser Blende und C die Strecke, über die die Beschleunigungsspannung

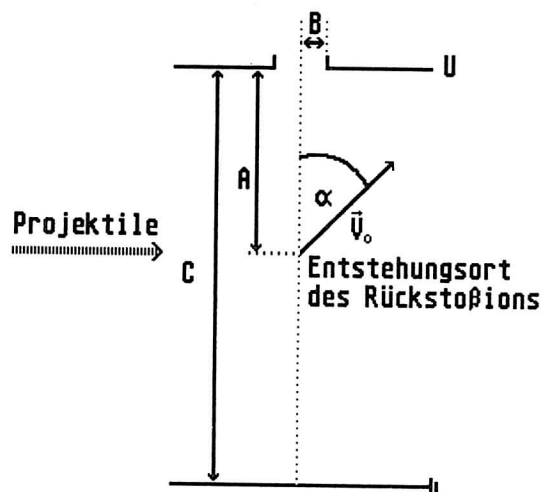


Bild 3.3.1.2.2.I Geometrische Skizze des Spektrometers

abfällt. \mathbf{v}_0 ist der Vektor der Anfangsgeschwindigkeit und α der Winkel zwischen der Startgeschwindigkeit \mathbf{v}_0 und der Richtung des Feldes. Stellt man für ein beliebiges Rückstoßion die Bewegungsgleichung auf, so erhält man, da es sich um eine gleichmäßig beschleunigte Bewegung handelt, folgende Gleichung für den Ortsvektor $\mathbf{r}(t)$ des Rückstoßions, wobei der Entstehungsort als Nullpunkt des Koordinatensystems angenommen wird (fettgedruckte Buchstaben sind Vek-

toren, q die Ladung und M die Masse des Rückstoßions):

$$r(t) = r_0 + v_0 t + qEt/(2M).$$

Wichtig für die Transmission ist die Frage, welche Anfangsenergie das Rückstoßion bei einem Emissionswinkel α haben darf, so daß es trotzdem noch die Blende passieren kann. Daher ist die zur Blende parallele Komponente von r höchstens der halbe Blendendurchmesser B . Die dazu senkrechte Komponente ist der Abstand A vom Nullpunkt zur Blende. Unter diesen Bedingungen erhält man für die erlaubte Anfangsgeschwindigkeit v_0 in Abhängigkeit vom Winkel α

$$v_0^2 = [q \cdot U / (2 \cdot M \cdot C)] \cdot (B^2 / \sin^2 \alpha) / (A - B \cdot \cot \alpha).$$

Damit ergibt sich für die maximale Grenzenergie E_g , die ein Rückstoßion im Stoß erhalten darf

$$E_g = [q \cdot U / (4 \cdot C)] \cdot (B^2 / \sin^2 \alpha) / (A - B \cdot \cot \alpha).$$

Hat ein Rückstoßion also die Anfangsenergie E_g und einen Startwinkel α , dann trifft es genau auf den Rand der

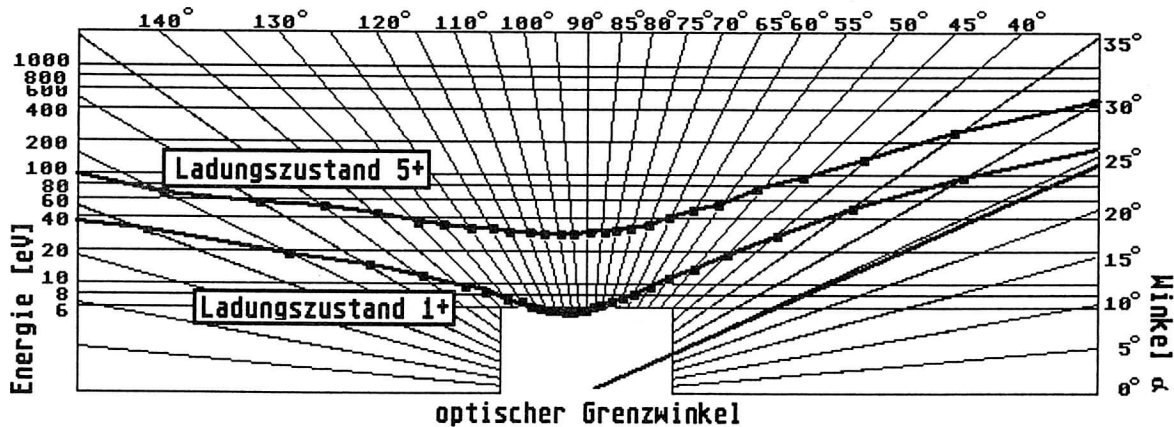


Bild 3.3.1.2.2.II Maximale Energie der Rückstoßionen für vollständige Transmission in Abhängigkeit vom Emissionswinkel α

Blende. Betrachtet man einen festen Winkel α , so passieren alle Rückstoßionen mit einer kleineren Energie als E_g die Blende. Die Grenzenenergie E_g ist in Bild 3.3.1.2.2.II in Abhängigkeit vom Emissionswinkel α aufgetragen. Man sieht deutlich, daß bei Energien von weniger als 10 eV nur niedrig geladene Ionen geringfügige Verluste erleiden. Da größere Energien aber mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit auftreten (/MAN81/, /DÖR91/), ist die Transmission speziell für die hochgeladenen Ionen sehr gut. Außerdem ist gesichert, was sehr wichtig ist, daß die Transmission für alle Ladungszustände die selbe ist.

3.3.2. Die Meßapparatur für die Messungen am SIS

3.3.2.1. Spezifikationen und Design

Das Schwerionensynchrotron SIS der Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI ist eine Erweiterung der bestehenden Beschleunigeranlagen der GSI. Bild 3.3.2.1.I zeigt eine Skizze der Anlagen. Im Linearbeschleuniger UNILAC werden die Projektile auf 11.2 MeV/u vorbeschleunigt und in das Synchrotron SIS injiziert. Im Synchrotron laufen vier Teilchenpakete mit einer Frequenz von etwa 10^6 s^{-1} um, die auf die Endenergie hochbeschleunigt werden. Die Extraktion aus dem Synchrotron kann je nach Anforderung durch den Benutzer auf zwei Arten vor sich gehen: Bei der sogenannten kurzen Extraktion wird jeweils ein Strahlpaket als ganzes aus dem Ring gelenkt und zu den Experimenten weitergeleitet. In der langsamen Extraktion werden nach und nach Teilchen von außen, also mit hohen Impulskomponenten, aus den vier Paketen herausgeschält. Auf diese Weise erhält man einen Gleichstrompuls, der eine Länge von bis zu zwei Sekunden hat. Danach ist das Synchrotron leer und muß neu gefüllt werden, so daß bis zum nächsten Puls einige Sekunden vergehen. Die Experimente wurden am neuen atomphysikalischen Meßplatz

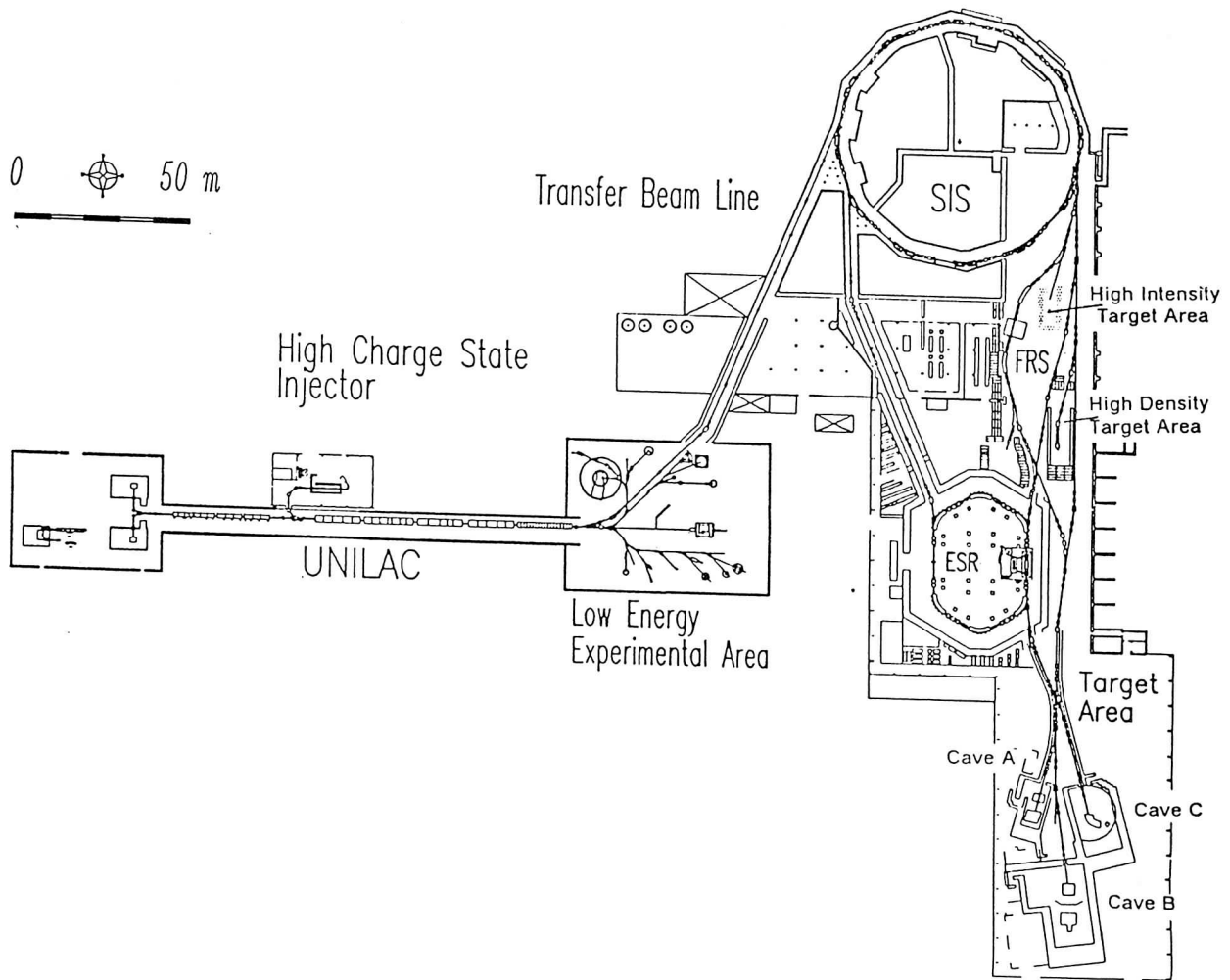


Bild 3.3.2.1.I Skizze der Beschleunigeranlagen der GSI

(Cave A) durchgeführt, der sich in einer Entfernung von etwa 150m hinter dem SIS befindet und 1991 in Betrieb genommen wurde. Der Targetbereich ist in Bild 3.3.2.1.II dargestellt. Der atomphysikalische Meßbereich liegt vor dem biophysikalischen Experimentierplatz, woraus sich einige experimentelle Rahmenbedingungen für das zu verwendende Spektrometer ergeben. Da die hier vorgestellten atomphysikalischen Experimente teilweise parasitär zu den biophysikalischen durchgeführt wurden, war eine Grundbedingung, daß das zu verwendende Spektrometer den Projektilstrahl in keiner Weise behindert. Die biophysikalischen Experimente verwenden allerdings keinen statischen Ionenstrahl, sondern

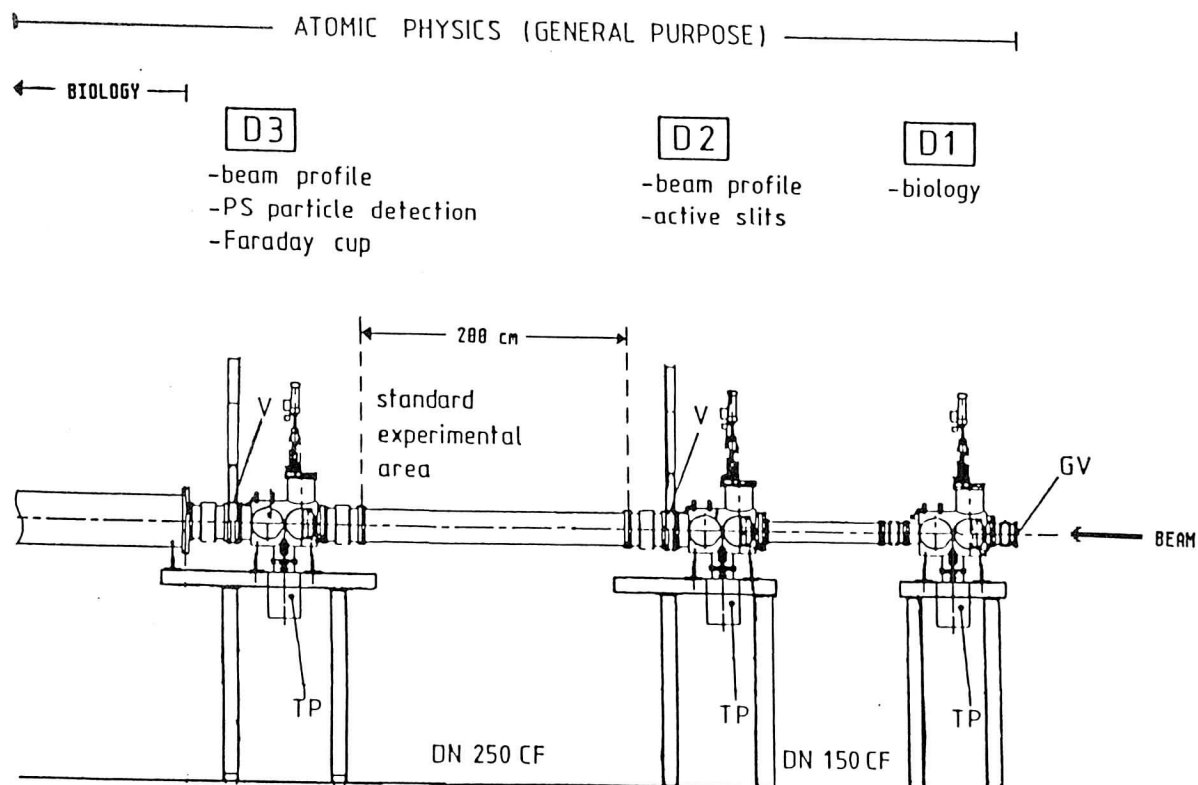


Bild 3.3.2.1.II Cave A, der atomphysikalische Meßplatz

bestrahlen während der meisten Experimente biologische Proben mit einer Fläche bis maximal 10cm x 10cm. Hierzu werden zwei extrem schnelle Ablenkmagnete (Wobblers) verwendet, die - ähnlich wie die Elektronenkanone mit Ablenkplatten in einem Fernseher - in der Lage sind, einen Strahlpuls von der Länge etwa einer Sekunde über die ganze Fläche beliebig zu verteilen.

Ein Beispiel für eine in einem Test erzeugte Intensitätsverteilung (die sogenannte 'Bioente') zeigt Bild 3.3.2.1.III, das dankenswerterweise von T. Haberer zur Verfügung gestellt wurde. Mit einer zweidimensional ortsauflösenden Drahtkammer

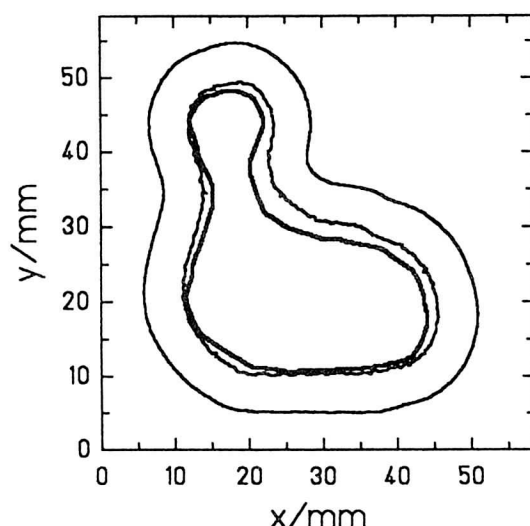


Bild 3.3.2.1.III Testbild der Arbeitsgruppe Biophysik

(/STE91/) wurde jedes Strahlteilchen einzeln registriert und der dazugehörige Ort berechnet und dargestellt.

Die experimentellen Bedingungen der Biophysik machen es nötig, daß das verwendete Spektrometer ebenfalls strahlseitig eine freie Fläche von etwa 10cm x 10cm aufweisen muß. Damit ergibt sich schon fast automatisch die Dimensionierung des Spektrometers: Die Abzugsstrecke hat eine Länge von 14cm, und die Driftstrecke ist entsprechend 28cm lang. Bild 3.3.2.1.IV. zeigt eine Skizze des Experimentaufbaus. Wegen der Verwendung eines Gastarget wurde für das Experiment zur Bedingung gemacht, daß das Vakuum des Gastargets von dem des Beschleunigers getrennt sein muß. Deshalb wurde vor dem Experimentaufbau eine 4 μ dünne, mit Aluminium beschichtete Mylarfolie eingebaut. Dies hat für das Experiment den Vorteil, daß so ein statisches Gastarget realisiert werden kann, da der Kammerdruck genau dem Druck in der Targetzone entspricht. Durch die Abzugsblende der Rückstoßionen wird zu den extrem druckempfindlichen Kanalplattenvervielfachern hin mit einer 3601-Turbomolekularpumpe

differentiell gepumpt, so daß zwischen Gastarget und Detektorbereich ein Druckunterschied von mehr als einer Größenordnung entsteht.

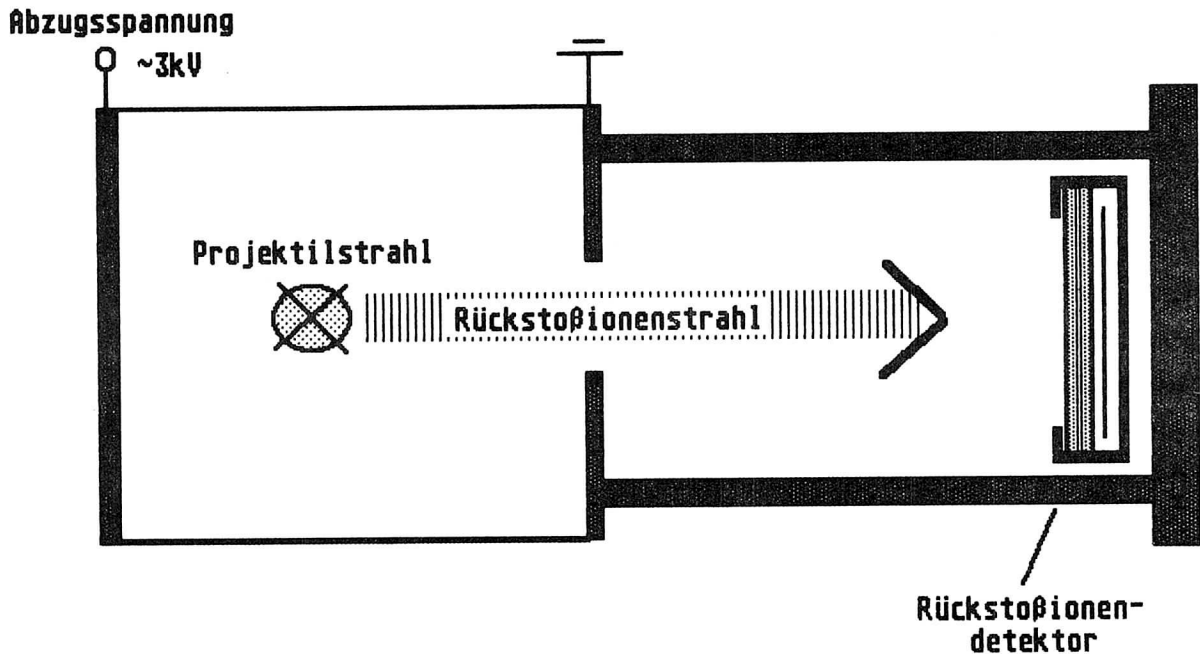


Bild 3.3.2.1.IV Skizze des im Cave A Targetbereich am SIS verwendeten Spektrometers

Als Folge der Verwendung eines statischen Gastargets entfällt die Notwendigkeit einer Normierungsmessung (siehe Kapitel 3.1.), da jetzt sowohl der Absolutdruck in der Targetzone, als auch die absolute Gastargetlänge (Blendenöffnung nach der Absaugstrecke) bekannt sind.

Für die Verwendung des Spektrometers gibt es zwei Optionen. Einmal kann es als normales Flugzeitspektrometer mit einem Verhältnis zwischen Absaug- und Driftstrecke von 2:1 gefahren werden. Solange der Projektilstrahl kleiner ist als die Abzugsblende, wird man bei Verwendung eines zweidimensional ortsauflösenden Detektors für den Nachweis der Rückstoßionen ein direktes Abbild des Strahls erhalten, da alle Rückstoßionen wegen der ihnen im Stoß übertragenen sehr geringen Anfangsenergie von einigen 10 meV von der angelegten Absaugspannung genau senkrecht zum Strahl auf die Detektoren projiziert werden. So hat man gleichzeitig zu einem Flugzeitspektrometer ein Instrument zur Analyse des Strahl-

profils in einer Dimension (Bild 3.3.2.1.V). Die zweite Dimension des Strahlprofils ist auf diese Weise nicht zugänglich, da sie der unterschiedlichen Flugzeit der Ionen durch die Änderung des Strahlortes entspricht (siehe Kapitel 3.2.). Diese strahlbedingten unterschiedlichen Flugzeiten wurden aber gerade durch das Verhältnis von Abzug- zu Driftstrecke von 2:1 minimiert, um eine optimale Zeitauflösung zu erreichen. Dies ist aber für eine Messung der Wirkungsquerschnitte von Helium gar nicht erforderlich, da die beiden möglichen Ladungszustände ebenso wie niedrige Ladungszustände anderer Edelgase auch ohne zeitliche Fokussierung ausreichend getrennt sind. Deshalb besteht die zweite Möglichkeit des Spektrometeraufbaus darin, die Detektoren direkt an die Abzugsblende im Anschluß an das Absaugfeld anzubringen. So erhält man ein Instrument zur Strahl-diagnose, welches das Profil des Strahls in der einen Dimension direkt örtlich abbildet und die zweite Dimension über die strahlortbedingten Flugzeitunterschiede darstellt. Dieser zweidimensional ortsauflösende Strahlmonitor benötigt, da ja Zeiten gemessen werden, ein Referenzsignal als Start. In unserem Fall liefert ein Szintillator oder eine ortsauflösende Vieldrahtkammer, die beide in der Lage sind, einzelne Teilchen nachzuweisen, dieses Signal. Der ideale Einsatzort eines derartigen Monitors ist aber ein Speicherring, wie er auch im Beschleunigerkomplex der GSI integriert ist, nämlich der Experimentierspeicherring ESR. Der Strahlmonitor hat den großen Vorzug vor anderen Diagnoseelementen, daß er auch mit dem sowieso im Strahlrohr vorhandenen Restgas arbeiten kann. Auch in diesem Restgas werden, selbst wenn der Druck nur 10^{-11} mbar beträgt, durch die hohe Zykluszahl von 10^6 Umläufen in der Sekunde, ausreichend Rückstoßionen erzeugt, die ein Bild des Strahls liefern können (/HOC90/, /SCH89/, /UNV92/), allerdings kann hier nicht ein Szintillator das Startsignal liefern, da dadurch der gespeicherte Strahl zu stark gestört wird. Deshalb nimmt man für einen derartigen Einsatz die im Stoß ebenfalls entstehenden Elektronen, beschleunigt sie zur entgegengesetzten Seite des Spektrometers hin und weist sie

dort nach. Da Elektronen alle dasselbe Verhältnis von Masse zu Ladung haben, ist ihre Flugzeit auch bis auf die unterschiedlichen Anfangsenergien identisch, so daß sie als Referenzsignal dienen können. Auf diese Weise läßt sich ein störungsfrei arbeitender Strahlmonitor realisieren. Konzepte ähnlicher Art werden seit einiger Zeit auch in Argonne, Chicago und am Testspeicherring des MPI Heidelberg verfolgt (/HOC90/).

3.3.2.2. Rechnungen zum Spektrometer

3.3.2.2.1. Flugzeiten und Zeitauflösung

Wie in Kapitel 3.3.1.2.1. beschrieben, lassen sich auch für dieses Spektrometer die absoluten Flugzeiten und die Zeitauflösung berechnen. Allerdings sollen hier die beiden Fälle für optimale Zeitauflösung und als Strahlmonitor berücksichtigt werden. Bild 3.3.2.2.1.I zeigt die Flugzeit im ideal zeitfokussierenden Spektrometer für ein- und zweifach geladene Heliumionen in Abhängigkeit vom Entstehungsort der

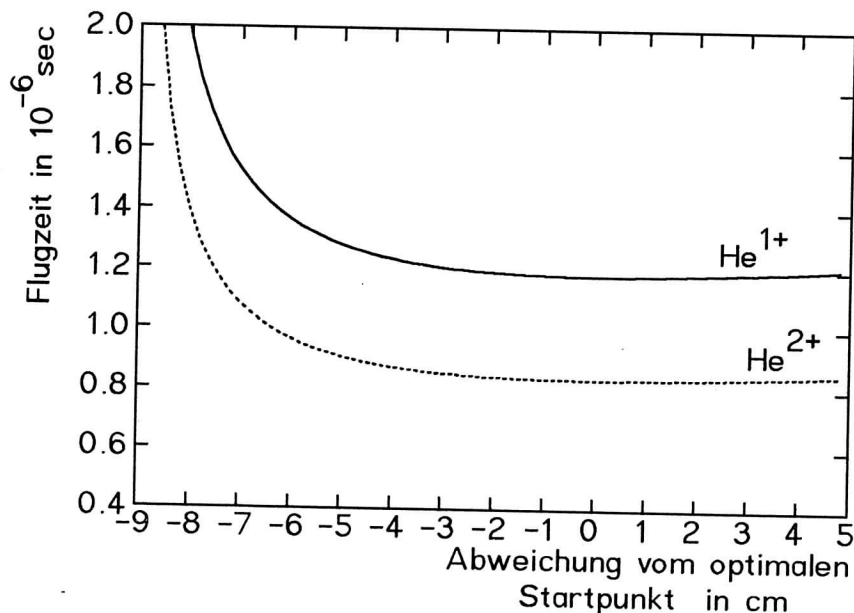


Bild 3.3.2.2.1.I Flugzeit der Rückstoßionen im zeitfokussierenden Spektrometer in Abhängigkeit vom Entstehungsort der Ionen

Ionen. Der Nullpunkt der Ordinate entspricht auch hier wieder dem optimalen Strahlmittelpunkt. Flugzeitunterschiede innerhalb eines Ladungszustandes bewegen sich meist innerhalb von 10^{-9} Sekunden und sind deshalb einer Messung nicht zugänglich.

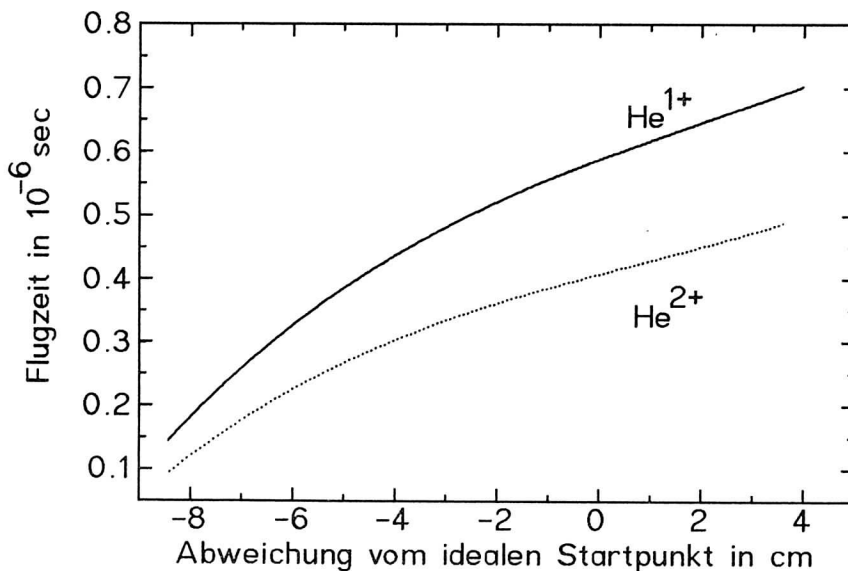


Bild 3.3.2.2.1.II Flugzeit der Rückstoßionen in einem Spektrometer ohne zeitliche Fokussierung in Abhängigkeit vom Entstehungsort der Ionen

Bild 3.3.2.2.1.II zeigt das entsprechende Bild für den Spektrometertyp ohne zeitliche Fokussierung. Hier erkennt man, daß bei diesem Typ die Zeitunterschiede durchaus gemessen werden können. Für die Bilder 3.3.2.2.1.III.a, das freundlicherweise von T. Haberer für uns aufgenommen wurde, und 3.3.2.2.1.III.b wurde der Strahl durch Ablenkung zweimal um jeweils einen Zentimeter in der Flugzeitrichtung versetzt.

Bild 3.3.2.2.1.III.a zeigt das Kontrollbild, das von einer ortsauflösenden Drahtkammer aufgenommen wurde, die direkt die Orte der Projektile mißt. Im Vergleich dazu sieht man in Bild 3.3.2.2.1.III.b das entsprechende Flugzeitbild, in dem man ebenso deutlich die einzelnen Strahlpositionen er-

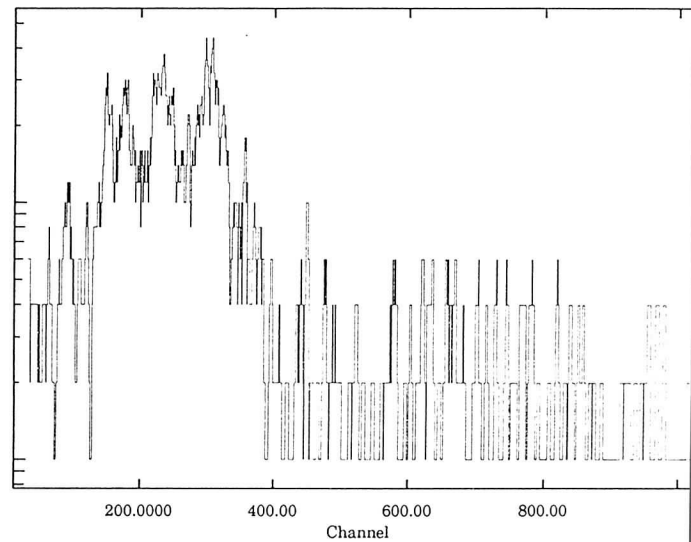
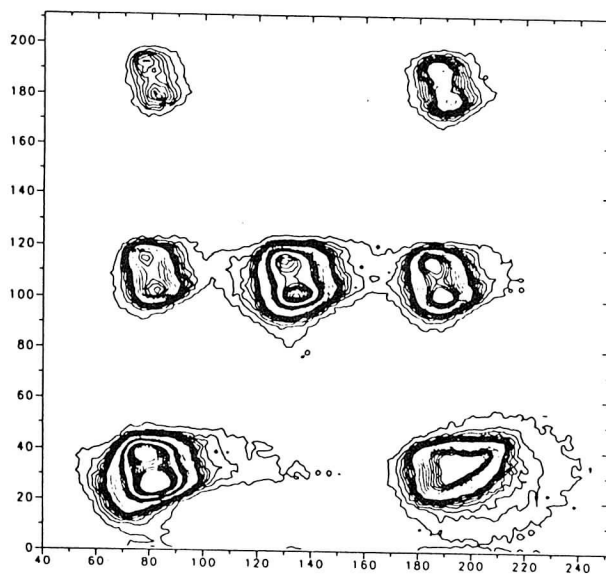


Bild 3.3.2.2.1.III.: Bild des Strahlortes mit zweimal verschobenem Strahl.

Links : Drahtkammerbild mit direktem Nachweis der Teilchen,

Rechts: entsprechendes Flugzeitbild

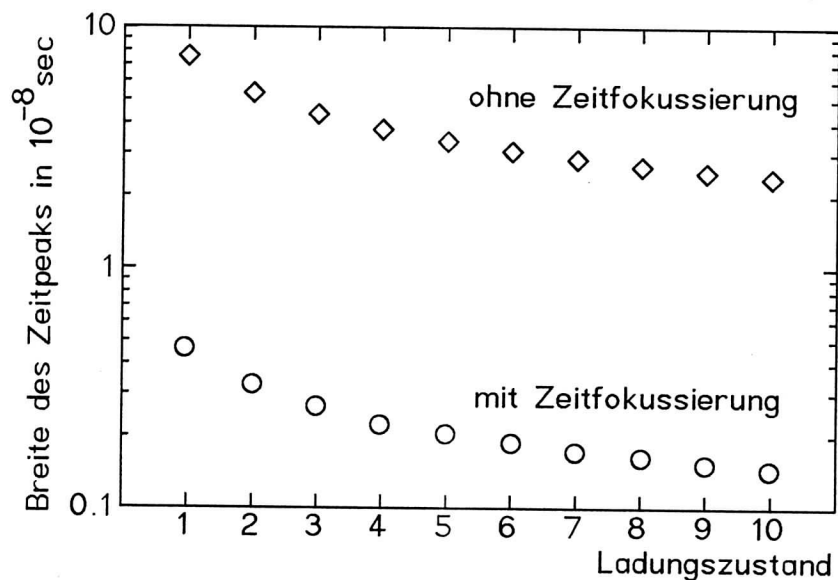


Bild 3.3.2.2.1.IV: Zeitauflösung der beiden Spektromer-
typen mit und ohne zeitliche Fokussie-
rung für Neonionen bei einer Ab-
saug spannung von 3000 Volt und einem
Strahlfleck von 2cm.

kennen kann.

Auch die Zeitauflösung der beiden Spektrometertypen läßt sich theoretisch bestimmen. Bild 3.3.2.2.1.IV.a zeigt die Zeitauflösung des optimal fokussierenden Spektrometers für Neonionen bei einer Absaugspannung von 3000 Volt und einer Strahlfleckbreite von 2cm, Bild 3.3.2.2.1.IV.b das entsprechende Bild ohne zeitliche Fokussierung. Man erkennt, daß selbst das Spektrometer ohne zeitliche Fokussierung eine Zeitauflösung besitzt, die zumindest den Nachweis der niedrig geladenen Rückstoßionenladungszustände gewährleistet.

3.3.2.2.2. Transmission der Rückstoßionen

Ebenso wie in 3.3.1.2.2. lassen sich natürlich auch für diese Spektrometergeometrien die Transmissionen für die einzelnen Ladungszustände errechnen, wobei hier zwischen den beiden Spektrometertypen fast kein Unterschied besteht. Bild 3.3.2.2.2.I zeigt wieder die maximale Anfangsenergie der Rückstoßionen für eine vollständige Transmission in Abhängigkeit vom Emissionswinkel α (siehe Kapitel 3.3.1.2.2.).

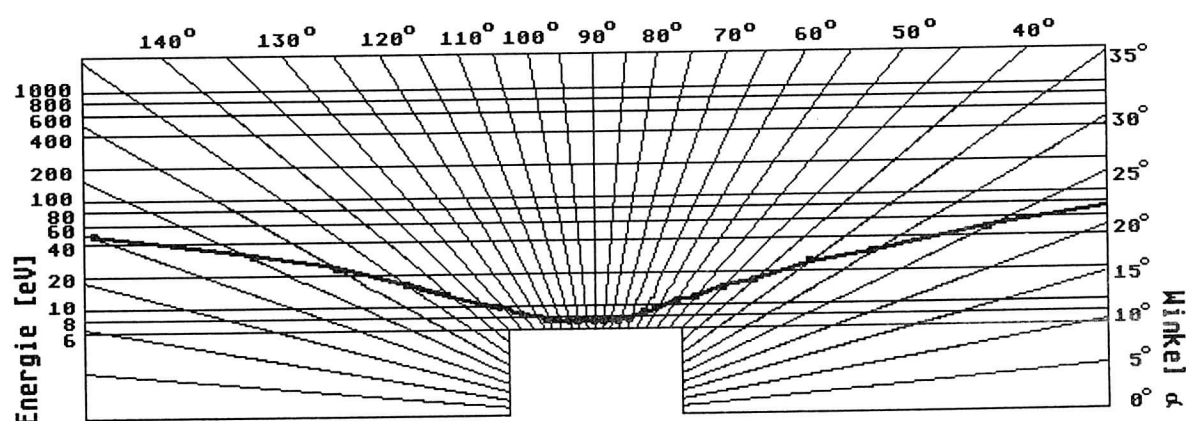


Bild 3.3.2.2.2.I Maximalenergie der Rückstoßionen für vollständige Transmission in Abhängigkeit vom Transmissionswinkel

Auch bei diesen Spektrometerdimensionierungen sieht man, daß unter der Annahme von realistischen Anfangsenergien von weniger als 1 eV eine vollständige Transmission gewährleistet ist.

3.4. Die Messungen am UNILAC

3.4.1. Experimenteller Aufbau und Strahlführung

Bild 3.4.1.I stellt eine Skizze des experimentellen Aufbau für die Messungen am UNILAC dar. Die Projektile passieren zwei Kollimatoren, die die Ausmaße des Strahls festlegen. Darauf folgt eine Gaszelle mit einer Länge von 35cm, in der der Kammerdruck zu Kontrollzwecken sowohl mit einem Kapazi-

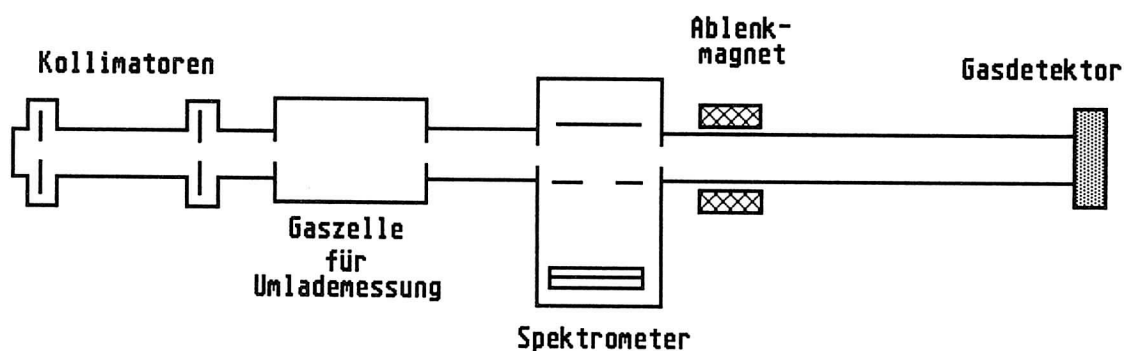


Bild 3.4.1.I Skizze des experimentellen Aufbaus am UNILAC

tätsmanometer, einem Viscovac und einer Penningvac ausgelesen wurde. Diese Gaszelle wird nur für die Normierungsmessung benötigt. Im Anschluß folgt das in 3.3.1. beschriebene Spektrometer. Da zu Normierungszwecken in der ersten Gaszelle der Wirkungsquerschnitt für die Umladung der Projektile gemessen wird, folgt auf das Spektrometer ein Magnet, der den Projektilstrahl nach Ladungszuständen ana-

lysiert. Nach einer Flugstrecke von etwa 5m schließt ein Parallelplattenlawinenzähler das Strahlrohr ab, der durch seine zweidimensionale Ortsauflösung in der Lage ist, die einzelnen Projektilladungszustände nachzuweisen.

3.4.2. Signalverarbeitung und Datenaufnahme

Für die Normierungsmessung, in der im ersten Teil mit der vorderen Gaszelle der absolute Umladungsquerschnitt gemessen werden soll, ist die Signalverarbeitung sehr einfach (Bild 3.4.2.I.). Die drei Energiesignale der ortsauflösenden Wedge-and-Stripe Anode (WSA) des Gasdetektors werden verstärkt, vom Computer ausgelesen und die dazugehörigen Orte ausgerechnet. Aus den Orten erhält man als Folge der magnetischen Trennung der Projektile direkt den Endladungs-

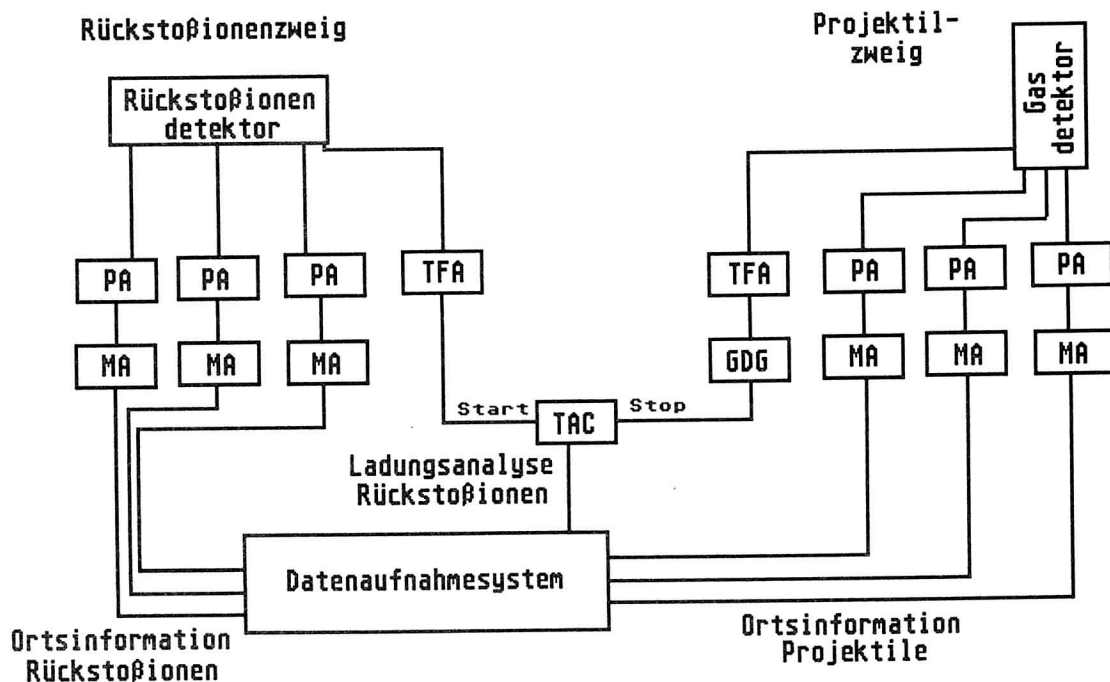


Bild 3.4.2.I Signalverarbeitung für die Messung am UNILAC

zustand und damit bei Kenntnis des Druckes und der Gastargetlänge den absoluten Umladequerschnitt. Auf diesen Wir-

kungsquerschnitt wird das nachgeschaltete Spektrometer erreicht. Dazu benötigt man zusätzlich zu der Verarbeitung der Signale des Projektildetektors noch die Flugzeit der in der Gaszelle entstandenen Rückstoßionen. Der Rückstoßionendetektor ist ebenfalls mit einer zweidimensional ortsauflösenden WSA ausgerüstet. Die drei Energiesignale werden vorverstärkt, wobei ein schnelles Zeitsignal abgezweigt wird. Dieses wird auf den Start einer elektronischen Uhr, eines Time-to-Amplitude-Converters (TAC) gegeben. Vom Gasdetektor wird ebenfalls ein schnelles Zeitsignal genommen. Dieses wird, da die Flugzeiten der Rückstoßionen erheblich größer sind als die der Projektile, in einem Gate-and-Delay-Generator (GDG) verzögert und auf den Stopp des TACs gegeben. Es ist sinnvoll, mit den Rückstoßionen zu starten und die Signale der Projektile als Stopp zu verwenden, obwohl die Rückstoßionen eigentlich später kommen, da die Rate an Projektilen naturgemäß wesentlich höher ist, als die der Rückstoßionen. Würde man mit den Projektilen starten, ergäben sich große Totzeitverluste, da die elektronische Uhr ja für jedes Projektile gestartet werden würde.

Die Energiesignale der Rückstoßionen werden genau so, wie für die Signale des Gasdetektors schon oben beschrieben, verstärkt und vom Computer aufgenommen, der dann auch die Berechnung der Orte vornimmt.

Für die Datenaufnahme wurde das für einen ATARI-Computer geschriebene MPDAS (Multi-Parameter-Datenaufnahmesystem) von K. Ullmann (/ULLM89/) verwendet, das sowohl die Daten im Listmode auf Diskette, Wechselplatte oder Festplatte schreibt als auch gleichzeitig die berechneten Orte für die Rückstoßionen beziehungsweise Projektile und die Zeitspektren anzeigt, so daß eine Kontrolle und Vorauswertung während der Messung möglich ist.

3.5. Die Messung am BEVALAC

3.5.1. Experimenteller Aufbau und Strahlführung

Da es sich bei allen hier vorgestellten Messungen um die Bestimmung absoluter Ionisationswirkungsquerschnitte handelt, sind auch die experimentellen Aufbauten und die Signalverarbeitung im großen und ganzen sehr ähnlich. Bild 3.5.1.I zeigt eine Skizze des Meßaufbaus am BEVALAC. Der Strahl passiert einen Vetoszintillationszähler, bevor er das Spektrometer und damit auch die Gaszelle durchläuft. Nach Austritt aus dem Spektrometer fängt ein weiterer Vetoszintillator unerwünschte Ereignisse (siehe Kapitel 3.3.1) ab, bevor die Projektile im Stoppdetektor - einem weiteren, diesmal aber nicht durchbohrten, Szintillationszähler - ein

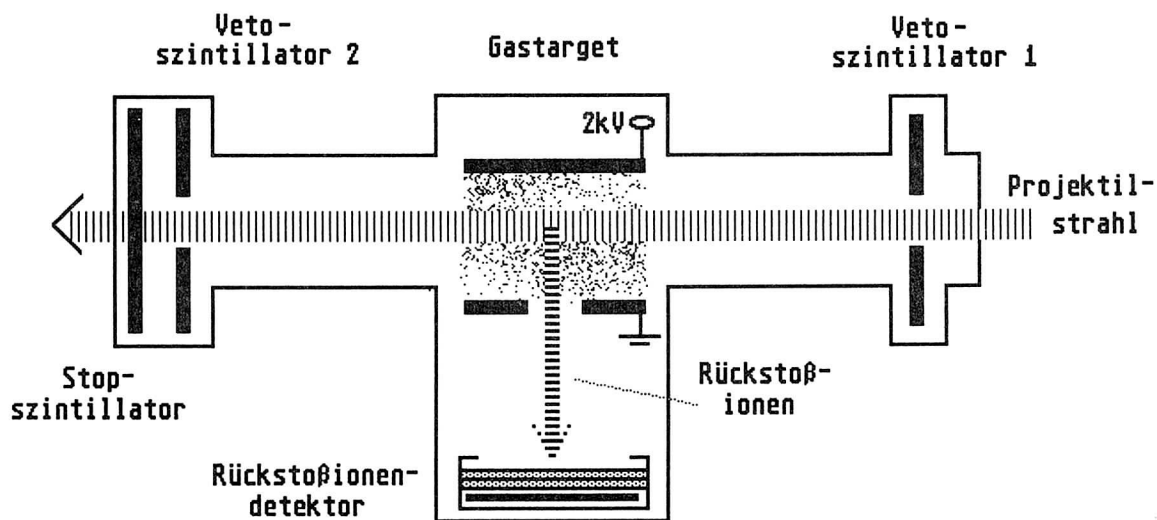


Bild 3.5.1.I Meßaufbau am BEVALAC

Signal auslösen. Die Projektile werden hier nicht wie am UNILAC im Projektildetektor gestoppt, da ihre Energie hier mit bis zu 420 MeV/u viel zu hoch ist; vielmehr fliegen sie durch die gesamte Apparatur durch und werden erst einige Meter weiter in einem Beamdump abgebremst.

3.5.2. Signalverarbeitung und Datenaufnahme

Bild 3.5.2.I zeigt die Signalverarbeitung. Die Projektile werden wieder, wie auch bei den Experimenten am UNILAC, orts aufgelöst detektiert, wobei ein schnelles Zeitsignal den Start einer elektronischen Uhr (TAC) auslöst. Als Stoppsignal dient hier der letzten Szintillators. Dieses Signal wird aber in einer Koinzidenzeinheit unterdrückt, wenn einer der beiden Vetoszintillatoren angesprochen hat. Dadurch eliminiert man die Signale, die eventuell von aus den Spektrometerwandungen herausgelösten Elektronen oder Photonen herrühren, die entstehen können, wenn ein Projektilteilchen zu weit von der Strahlachse entfernt ist und das Spektrometer trifft, statt ungestört die Gaszelle zu passieren. In so einem Fall löst das Projektil in einem Vetoszintillator ein Signal aus.

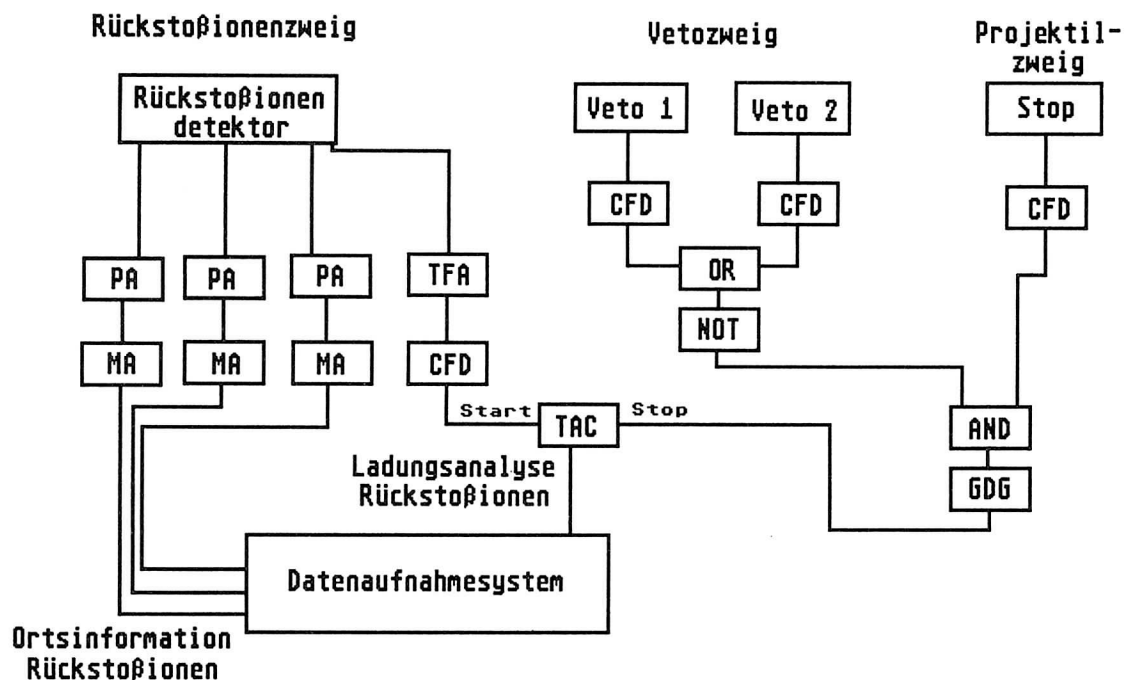


Bild 3.5.2.I Signalverarbeitung des Experimentes am BEVALAC

Die Datenaufnahme erfolgte mit dem von Bill 'Rattlesnake' Rathbun entwickelten Starburstsystem, das ebenso wie das in 3.4.2. erwähnte MPDAS Daten im Listmode aufnimmt und sie gleichzeitig für eine Onlineanalyse aufbereitet.

3.6. Die Messungen am SIS

3.6.1. Experimenteller Aufbau und Strahlführung

Für die Messungen am SIS im Cave A wurde das speziell hierfür entwickelte Spektrometer (Kapitel 3.3.2.) eingesetzt. Bild 3.6.1.I zeigt den experimentellen Aufbau. Die Projektile fliegen durch die Folie, die das Vakuum der Beschleunigeranlagen von Vakuum und Gaszelle des Experiments trennt. Zur Kontrolle über die Dimensionen des Strahl dient auch hier ein Satz Vetokollimatoren, der aus vier Szintillatoren besteht, die über Mikrometerschrauben an den Strahl herangefahren werden können. Diese Vetos wurden allerdings nur während einer Experimentierphase verwendet. Nachdem die Projektile die Gaszelle durchlaufen haben, treffen sie auf einen zweidimensional ortsauflösenden Gaszähler (/STE91/)

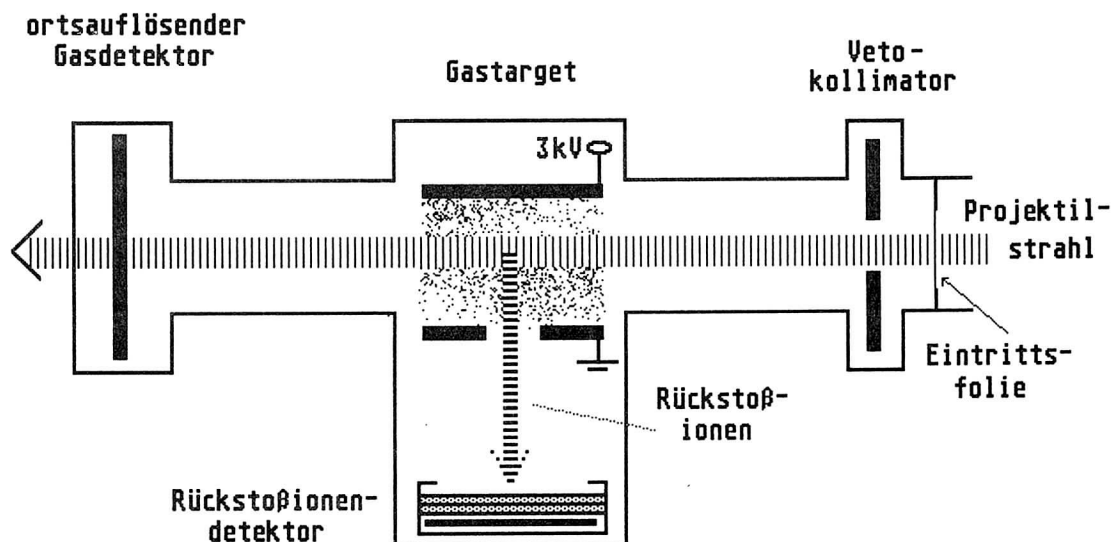


Bild 3.6.1.I Experimenteller Aufbau in Cave A am SIS

und mehrere Szintillatoren. Der absolute Kammerdruck in der Gaszelle wird mit einem Reibungsmanometer (Viscovac) gemessen und mithilfe einer Steuerungselektronik auf besser als ein Prozent stabilisiert.

3.6.2. Signalverarbeitung und Datenaufnahme

Die Flugzeit der Rückstoßionen wird auch hier wieder (Bild 3.6.2.I) mit einem TAC bestimmt, wobei der Start vom Rückstoßionendetektor geliefert wird, während das dazugehörige Projektil das Stoppsignal entweder im Gaszähler oder in einem der Detektoren auslöst. Der Ort der Rückstoßionen und die Flugzeit werden vom Computer über einen Analog-to-Digital-Converter (ADC) aufgenommen. Zusätzlich hierzu wird noch die Ortsinformation, die für jedes Projektil mit dem Gaszähler bestimmt wird, mitgeschrieben. Diese besteht aus vier Zeitdifferenzen, die dadurch entstehen, daß das gasverstärkte Projektilsignal sowohl nach rechts und links als auch nach oben und unten ausgelesen wird. Aus den Laufzeitunterschieden zwischen den vier Signalen läßt sich der Auftreffort des Projektils berechnen. Diese vier Signale

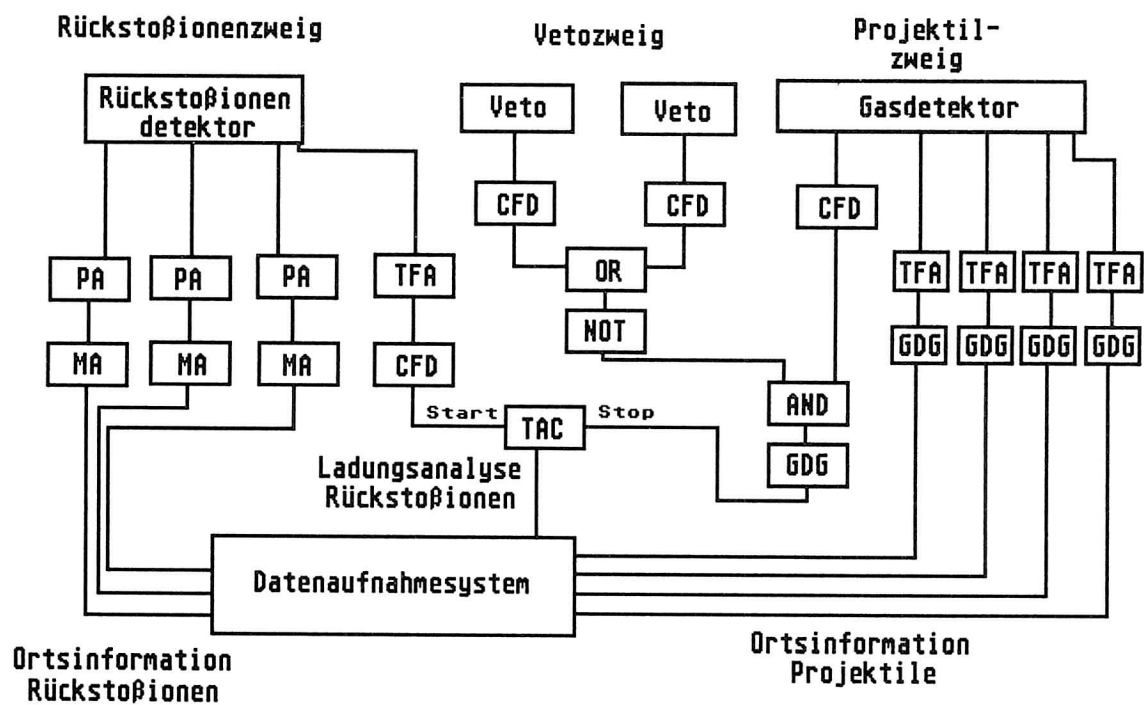


Bild 3.6.2.I. Signalverarbeitung am SIS

werden mit einem Time-to-Digital-Converter (TDC) vom Computer eingelesen. Zur Datenaufnahme wurde auch hier wieder wie in den Experimenten am UNILAC das ATARI-gestützte MPDAS-System von K. Ullmann verwendet.

4. Datenauswertung, Ergebnisse und Fehlerdiskussion

Wie in Kapitel 3.1 dargestellt wurde, gilt für die Anzahl Rückstöße $N(q)$ mit einem Ladungszustand q die Raten-gleichung 3.1.a, die der Einfachheit halber hier noch ein-mal wiedergegeben wird

$$N(q) = N_P \cdot N_T \cdot \sigma(q) \cdot x \cdot \Omega_P/4\pi \cdot \Omega_T/4\pi \cdot \varepsilon_P \cdot \varepsilon_T.$$

Die Anzahl Targetatome pro cm^2 läßt sich durch den Druck p , die Avogadrozahl N_A , die allgemeine Gaskonstante R und die Temperatur T des Gastargets ausdrücken:

$$N_T = p \cdot (N_A/RT).$$

Damit ergibt sich für den zu messenden Wirkungsquerschnitt $\sigma(q)$:

$$\sigma(q) = N(q) / (N_P \cdot p \cdot (N_A/RT) \cdot F) \quad (4.a)$$

$$\text{mit } F = x \cdot \Omega_P \cdot \Omega_T \cdot \varepsilon_P \cdot \varepsilon_T.$$

Zur Messung von absoluten Wirkungsquerschnitten müssen des-halb die Größen $N(q)$, N_P , p , x , Ω_P , Ω_T , ε_P und ε_T bestimmt werden. Verwendet man als Stopptdetektor für die Projektile Szintillations- oder Vieldrahtproportionalzähler, kann man davon ausgehen, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit ε_P 100% beträgt. Da die hier beobachteten Stöße in der Mehrzahl äußerst peripher sind und deshalb einerseits nur zu einer sehr geringen Ablenkung des Projektils führen und anderer-seits nur sehr wenig Energie auf das entstehende Rückstoß-ion übertragen, kann man davon ausgehen, daß sowohl der Raumwinkel für den Projektilnachweis $\Omega_P/4\pi$, als auch der für den Nachweis der Rückstöße $\Omega_R/4\pi$ vollständig von den entsprechenden Detektoren erfaßt wird. Damit reduziert sich die Formel 4.a zu

$$\sigma(q) = N(q) / (N_p \cdot p \cdot (N_A/RT) \cdot x \cdot \epsilon_T) \quad (4.b).$$

Die Gastargetlänge x erhält man durch Ausmessen des Spektrometers, und die Effizienz des Rückstoßionendetektors kann mit einer α -Quelle unabhängig vom Experiment bestimmt werden (siehe im nächsten Kapitel 4.1.). Damit müssen im Experiment noch die Größen $N(q)$, N_p und p gemessen werden.

4.1. Absolute und ladungsabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit des Rückstoßionendetektors

4.1.1. Nachweiswahrscheinlichkeit der Kanalplattenvervielfacher

Wie schon oben erläutert, benötigt man zur Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte die Nachweiswahrscheinlichkeit der einzelnen Detektorzweige. Die verwendeten Projektil-detektoren haben eine hervorragende Nachweiseffizienz, die nahezu 100% beträgt. Bei den für den Nachweis der Rückstoßionen verwendeten Kanalplattenvervielfachern (Channelplates) ist dies nicht der Fall. Ein derartiges Detektorsystem wird aus zwei oder drei Channelplates zusammengesetzt, die jeweils aus vielen wenige Mikrometer dünnen Glasröhren bestehen, über deren Länge eine Spannung von etwa 1000V abfällt. Trifft ein Teilchen in einer derartigen Glasröhre die Wand, dann löst es dort Elektronen aus, die von der angelegten Spannung in Richtung Ausgang der Glasröhre beschleunigt werden. Infolge weiterer Kollisionen entsteht eine lawinenartige Zunahme der Anzahl der Elektronen. Durch Hintereinanderschalten von zwei derartigen Kanalplattenvervielfachern erreicht man eine Verstärkung von etwa 10^8 , so daß ein elektrischer Puls nachgewiesen werden kann. Bedingung für den Nachweis ist allerdings, daß das nachzuweisende Teilchen in der Glasröhre auf die Wand trifft. Da die einzelnen aneinandergelegten Röhren aber einen Rand haben, ist die Nachweiswahrscheinlichkeit durch das Verhältnis der offenen Flächen zum sie umgebenden Rand gekenn-

zeichnet. Bei den von uns verwendeten Kanalplattenvervielfachern beträgt der Anteil der aktiven Fläche etwa 60%.

Zur genauen Bestimmung der Effizienz verwendet man eine Ameritiumquelle mit einer Blende, die sicherstellt, daß die Alphateilchen nur auf den Detektor treffen. Eine Ameritiumquelle emittiert außer Alphateilchen auch noch Photonen, die allerdings in der vorliegenden Detektorkonfiguration nur eine Nachweiswahrscheinlichkeit von etwa 4% haben und deshalb nicht ins Gewicht fallen.

Für eine Normierung mißt man zuerst die absolute Anzahl an Alphateilchen pro Zeit mit einem Detektor, dessen Nachweiswahrscheinlichkeit 100% beträgt, zum Beispiel mit einem Gasdetektor mit einer dünnen Eintrittsfolie. Danach läßt man dieselbe Rate an Alphateilchen auf den Detektor fallen, dessen Effizienz bestimmt werden soll, und zählt nun die ankommenden Teilchen im selben Zeitintervall. Das Verhältnis dieser Zählrate zur vorher bestimmten absoluten Anzahl

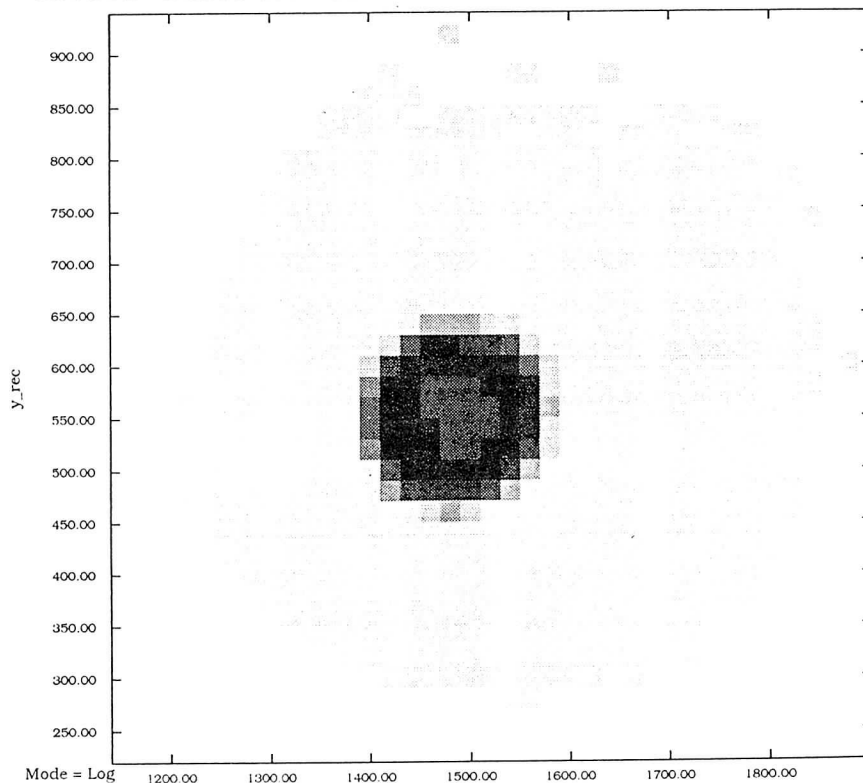


Bild 4.1.1.I Ortsbild der nachgewiesenen Alphateilchen auf dem Detektor

ergibt die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors. Bild

4.1.1.I zeigt das Ortsbild der ausgeblendeten Alphateilchen auf dem Kanalplattenvervielfacher und macht deutlich, daß alle Alphateilchen deutlich in der aktiven Fläche des Detektors liegen, so daß keine Verfälschung des Ergebnisses durch Randeffekte möglich ist.

Als Ergebnis erhält man eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 57%. Dieser Wert steht in Einklang mit der oben erwähnten offenen Detektorfläche von 60% und stimmt auch mit früheren Messungen von Gao et al. (/GAO84/) und Levin et al. (/LEV91/) überein, die ebenfalls Nachweiswahrscheinlichkeiten von etwa 60% für Kanalplattenvervielfacher in dieser Anordnung angeben.

4.1.2. Ladungsabhängige Nachweiswahrscheinlichkeiten

Trifft ein Rückstoßion auf den Kanalplattenvervielfacher, kann es eine Ladungslawine auslösen und nachgewiesen werden. Die Wahrscheinlichkeit hierfür hängt von Energie, Masse und Ladungszustand des auftreffenden Teilchens ab, wobei schnelle und hochgeladene Teilchen mit einer höheren Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden. Für die Messung von schwereren Edelgasen bedeutet dies, daß bei einer zu kleinen Absaugspannung niedrigere Ladungszustände auch eine geringere Nachweiswahrscheinlichkeit haben, während diese für hohe Ladungszustände in die Sättigung von 60% geht.

In den in dieser Arbeit vorgestellten Spektrometern durchlaufen die Rückstoßionen eine Beschleunigungsspannung von mindestens 4000 Volt. Für einfach geladenes Helium entspricht dies einer Geschwindigkeit von 0.2 a.u.. Experimente von Gao et al (/Gao84/) zeigten, daß für Helium ab einer Absaugspannung von 3000V die Nachweiswahrscheinlichkeit für beide Ladungszustände identisch in der Sättigung ist. Andersen et al. (/AND87/) haben die Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der Geschwindigkeit bestimmt. Bild 4.1.2.I. zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_R skaliert auf $\epsilon_R=1$ für He^{1+} . Hieraus kann man für die hier untersuchten Targetgase entnehmen, daß die Effizienz für Helium und Neon

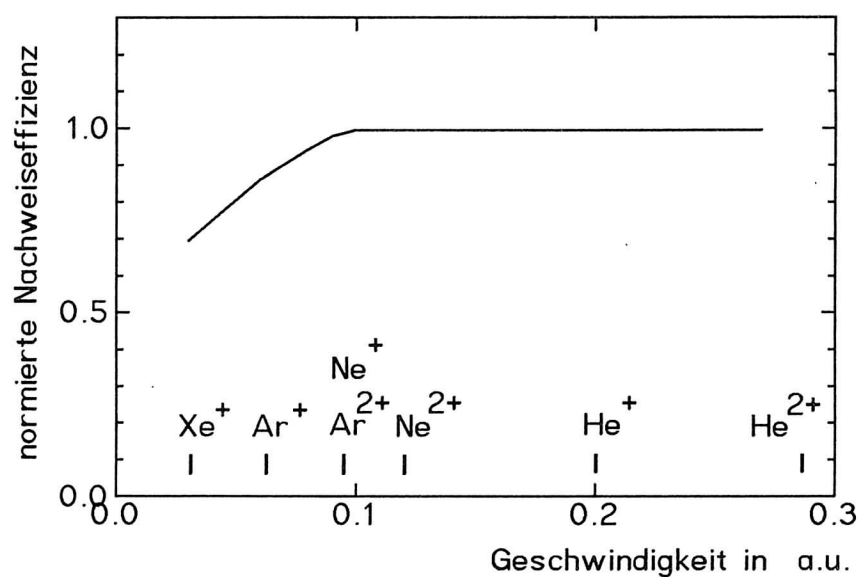


Bild 4.1.2.I Nachweiswahrscheinlichkeit der Rückstoßionen als Funktion ihrer Geschwindigkeit. Die Effizienz wurde auf $\varepsilon(\text{He}^{1+})=1$ normiert (And87).

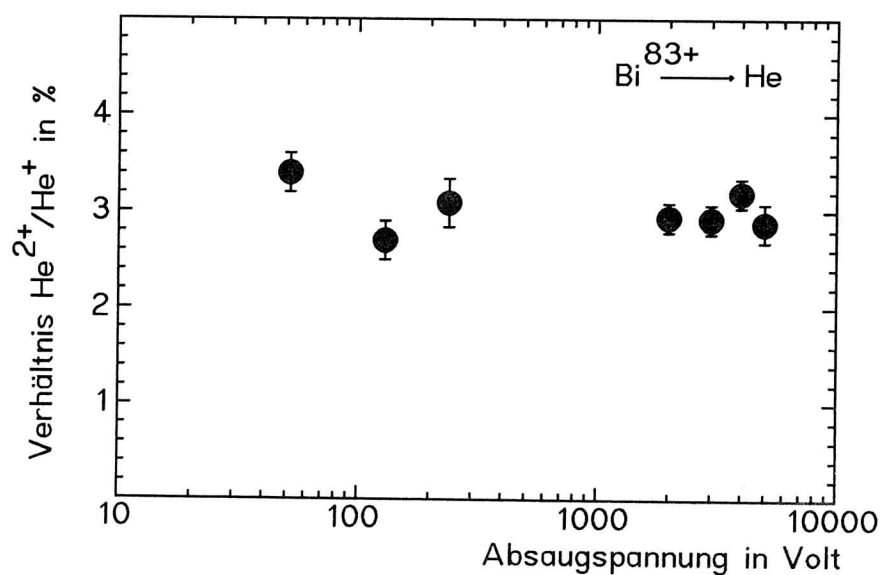


Bild 4.1.2.II Verhältnis von doppelt zu einfach geladenem Helium in Abhängigkeit von der Abzugsspannung

maximal ist, also 60% beträgt; im Fall von Argon wird lediglich für das einfach geladene Argonrückstoßion eine reduzierte Nachweiswahrscheinlichkeit gemessen.

Einen weiteren Hinweis für die Ladungsunabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit erkennt man aus den Bildern 4.1.2.II und 4.1.2.III. Bild 4.1.2.II zeigt das Verhältnis von doppelt zu einfach geladenem Helium und Bild 4.1.2.III den absoluten Wirkungsquerschnitt für die Einfachionisation von Helium. In beiden Bildern ist die Abhängigkeit von der Abzugsspannung dargestellt (Stoßsystem $300 \text{ MeV/u Bi}^{83+}$ auf Helium). Ist die Spannung groß genug, dann ist sowohl der Nachweis der einfach als auch der zweifach geladenen Ionen maximal, wie Bild 4.1.2.II zeigt. Bei einer weiteren Spannungserhöhung ändert sich das Verhältnis also nicht. Geht man dagegen zu kleineren Spannungen, dann verliert nach und nach der niedrigere Ladungszustand an Effizienz, so daß das Verhältnis von doppelt zu einfach geladenem Helium steigt. Bild 4.1.2.III zeigt, daß bei hohen Abzugsspannungen der Wirkungsquerschnitt für die Einfachionisation in eine Sät-

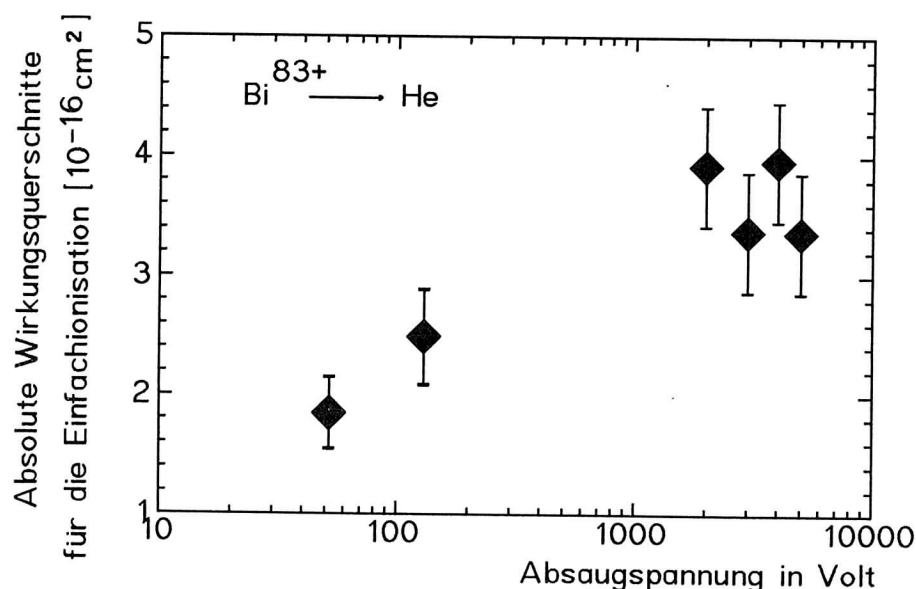


Bild 4.1.2.III Absoluter Wirkungsquerschnitt für die Einfachionisation in Abhängigkeit von der Absaugspannung

tigung geht, während deutlich zu sehen ist, daß bei geringeren Spannungen noch nicht die volle mögliche Effizienz gegeben ist. Da bei niedrigen Spannungen aber das Verhältnis nur unwesentlich ansteigt, während der absolute Querschnitt deutlich fällt, kann man dem entnehmen, daß die Effizienz für beide Ladungszustände gleichmäßig abnimmt. Den geringen Effizienzunterschied sieht man in dem ganz leichten Anstieg des Verhältnisses von Zweifach- zu Einfach-ionisation.

4.2. Auswertung der Eichmessung am UNILAC

4.2.1. Reduktion der Daten

Ähnlich wie im vorherigen Kapitel gilt auch für die Anzahl an umgeladenen Projektilen N_{Umlad} und den Wirkungsquerschnitt für die Umladung σ_{Umlad} die folgende Ratengleichung

$$N_{\text{Umlad}} = N_P \cdot p \cdot x \cdot \sigma_{\text{Umlad}} \cdot \Omega_P / 4\pi \cdot \varepsilon_P \cdot N_A / RT$$

(Nomenklatur siehe Kapitel 3.1). Unter der begründeten Annahme, daß $\Omega_P / 4\pi = \varepsilon_P = 1$ (siehe Einleitung zu Kapitel 4) und nach der Division durch die Anzahl der Projektile N_P reduziert sich diese Gleichung zu

$$N_{\text{Umlad}} / N_P = x \cdot \sigma_{\text{Umlad}} \cdot N_A / RT \cdot p. \quad (4.2.1.a)$$

Sowohl die Gastargetlänge x als auch der Umladequerschnitt σ_{Umlad} und N_A / RT sind Konstanten für den betrachteten Prozeß. Dadurch erhält man durch Auftragen des Verhältnisses von umgeladenen zur Gesamtanzahl an Projektilen gegen den Druck eine Geradengleichung, in der für die Steigung m gilt

$$m = x \cdot \sigma_{\text{Umlad}} \cdot N_A / RT.$$

Bild 4.2.1.I zeigt eine derartige Druckabhängigkeit für den Verlust eines Elektrons beim Durchgang von 5.9 MeV/u Au^{24+}

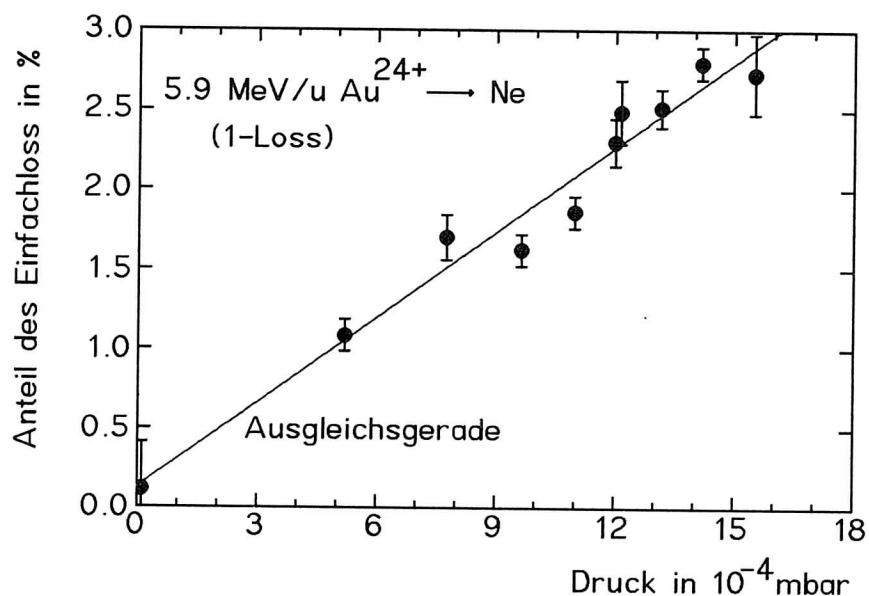


Bild 4.2.1.I Druckabhängigkeitsmessung zur Bestimmung des Umladequerschnittes

durch Neon. Durch lineare Regression gewinnt man die Steigung der Druckabhängigkeitsgeraden, aus der sich sofort der Umladequerschnitt errechnen läßt.

Hat man einen oder zu Kontrollzwecken besser mehrere Umladequerschnitte bestimmt, lassen sich diese Querschnitte wiederum zur Eichung des Spektrometers verwenden (siehe Kapitel 3.1.). Da jedes in der Reaktionszone umgeladene Projektil auch ein Rückstoßion erzeugt, gilt, daß die Summe aller Wirkungsquerschnitte der in diesem Prozeß entstehenden Rückstoßionen gerade identisch mit dem zuvor bestimmten Gesamtwirkungsquerschnitt für die Umladereaktion sein muß. Setzt man also ein Fenster auf die umgeladenen Projektile und

wertet die unter dieser Bedingung entstandenen Rückstoßionen aus, so gilt für die Wirkungsquerschnitte

$$\sigma_{\text{Umlad}} = \sum_q \sigma(q) \quad (4.2.1.b)$$

mit $q = 1 \dots$ maximale Anzahl an Targetelektronen.

Da man den absoluten Umladequerschnitt σ_{Umlad} bereits bestimmt hat, kann man jetzt aus der Gleichung 4.2.1.b die absoluten Wirkungsquerschnitte für die Ionisation $\sigma(q)$ errechnen.

Außerdem gilt natürlich für jeden Ionisationsquerschnitt $\sigma(q)$ auch unter der einschränkenden Bedingung der Umladung des Projektils

$$\sigma(q) = N(q) / [N_P \cdot p \cdot (N_A / RT) \cdot x \cdot \Omega_P / 4\pi \cdot \Omega_T / 4\pi \cdot \epsilon_P \cdot \epsilon_T] \quad (4.2.1.c).$$

Da man aus der Gleichung 4.2.1.b $\sigma(q)$ ermittelt hat, läßt sich aus der zweiten Gleichung für den Umladequerschnitt 4.2.1.c das Produkt F aller Größen errechnen, die nur vom Spektrometer abhängig sind

$$F = (N_A / RT) \cdot x \cdot \Omega_P / 4\pi \cdot \Omega_T / 4\pi \cdot \epsilon_P \cdot \epsilon_T. \quad (4.2.1.d).$$

Unter identischen Bedingungen sowohl für alle Detektoren als auch für die Lage des Strahls in bezug auf das Spektrometer ist dieser Faktor für alle Sorten von Projektilen eine Spektrometerkonstante. Allerdings sind identische Bedingungen sehr schwer zu realisieren. So können zum Beispiel geringfügig andere Schwellen oder Spannungen bei der Einstellung der Detektoren ebenso zu einer Änderung des Spektrometerfaktors führen wie eine andere räumliche Lage des Strahls im Spektrometer. Deshalb ist es vorteilhaft, nach einer Neueinstellung des Strahls (zum Beispiel andere Projektilenergie oder anderer Projektilladungszustand) zu

Kontrollzwecken die Eichmessung erneut vorzunehmen. So wurde bei diesen Experimenten verfahren, und die Eichmessungen führten auch zu deutlich unterschiedlichen Spektrometerfaktoren.

4.2.2. Absolute Umladequerschnitte

Mit der oben beschriebenen Methode wurden die absoluten Umladequerschnitte für die Stoßsysteme 3.6 und 5.9 MeV/u Au^{24+} auf Helium und Neon gemessen. Die Wirkungsquerschnitte für den Einfang eines Elektrons vom Targetatom ins Projektilion (1-cap) und für den Verlust von bis zu drei Projektilelektronen (1-loss bis 3-loss) sind in Bild 4.2.2.I.a und 4.2.2.I.b dargestellt.

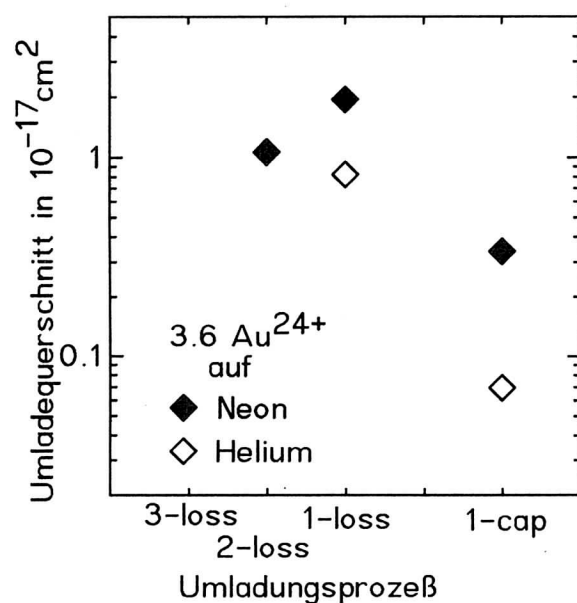


Bild 4.2.2.I.a 3.6 MeV/u Au^{24+} auf Helium bzw. Neon

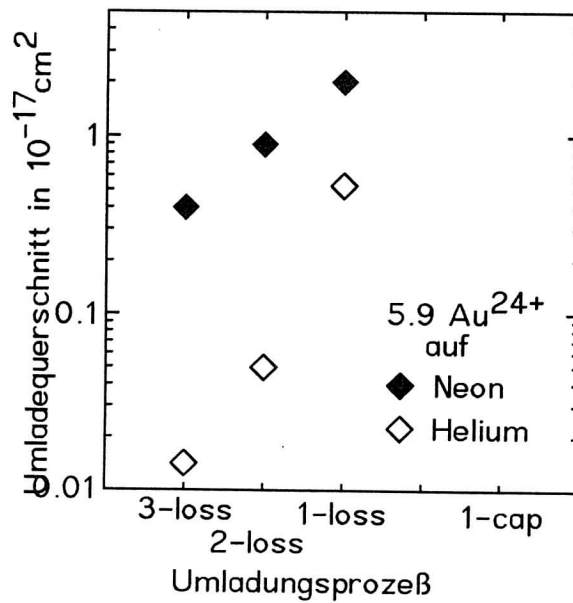


Bild 4.2.2.I.b 5.9 MeV/u Au^{24+} auf Helium bzw. Neon

4.2.3. Vergleich mit verschiedenen Skalierungsformeln für den Elektroneneinfang

Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte für den Einfang eines Elektrons gibt es verschiedene Skalierungsformeln, die aus empirischen Untersuchungen abgeleitet wurden. So berechnen Nakai et al. (/NAK88/) den Einfacheinfang aus einem Heliumtarget durch ein beliebiges Projektil mit der Energie E (in a.u., d.h. 1a.u.=27.21 eV) und der Ladung q nach der Formel

$$\sigma_{\text{Einfang}} = q^{1.028} / (3.23 \cdot E^{0.0967} \cdot X)$$

$$\text{mit } X = 1 + (E^*/992)^{1.9} + (E^*/1737)^{4.515}$$

$$\text{und } E^* = E / (2.651 \cdot q^{0.398})$$

4.2.3.a.

Schlachter et al. (/SCH81/ und /SCH83/) geben eine universelle Skalierungsformel für alle Targetgase an

$$\sigma^* = [1.1 \cdot 10^{-8} / E^{*4.8}] \cdot [1 - \exp(-0.037 E^{*2.2})] \cdot [1 - \exp(-2.44 \cdot 10^{-5} E^{*2.6})] \quad 4.2.3.b.$$

wobei für die reduzierten Größen σ^* und E^* gilt

$$\sigma^* = \sigma \cdot Z_T^{1.8} / q^{0.5} \quad \text{und} \quad E^* = E / (Z_T^{1.25} q^{0.7}).$$

Z_T bezieht sich auf das Targetgas, q ist der Projektilladungszustand und E die Projektilenergie in keV/u. Für hohe Energien geht 4.2.3.b. in die Gleichung 4.2.3.c. über:

$$\sigma = 1.1 \cdot 10^{-8} \cdot q^{3.9} \cdot Z_T^{4.2} / E^{4.8} \quad 4.2.3.c.$$

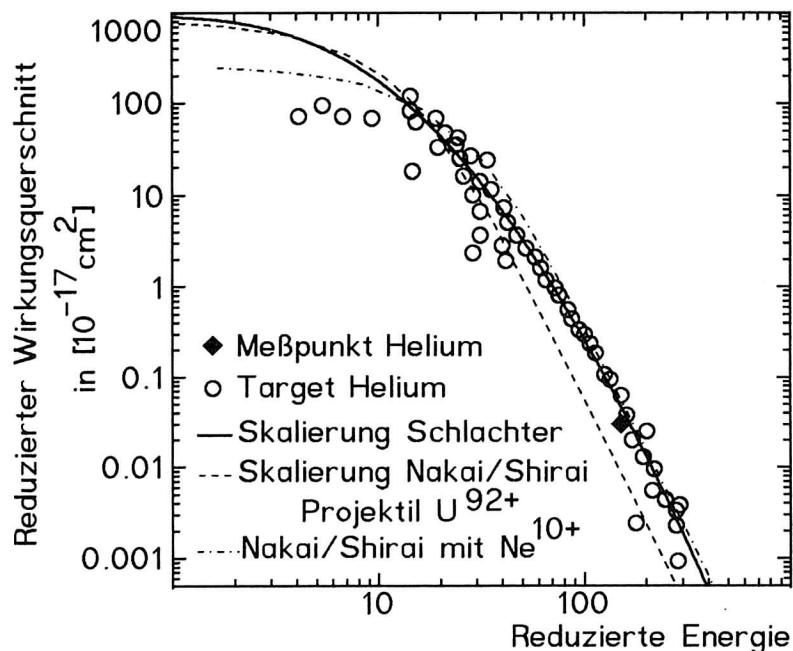


Bild 4.2.3.I.a: Skalierte Einfangquerschnitte Target Helium. Vergleich der verschiedenen experimentellen Werte mit den Skalierungsformeln

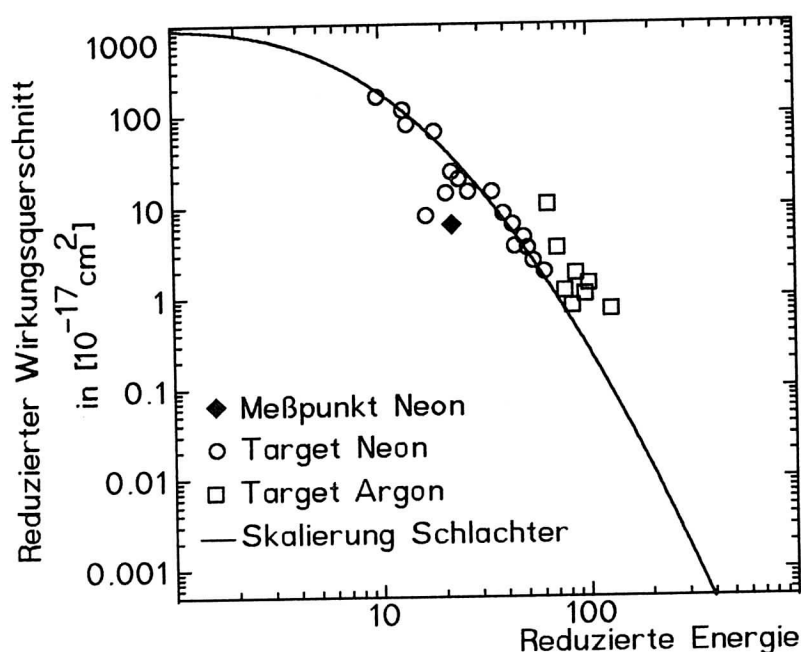


Bild 4.2.3.I.b: Entsprechendes Bild mit Neon als Target

Bild 4.2.3.I.a zeigt einen Vergleich verschiedener experimenteller Einfangquerschnitte mit den errechneten Werten von Nakai und von Schlachter mit Helium als Target. Bild 4.2.3.I.b ist das entsprechende Bild für Neon. In beiden Bildern ist der von uns gemessene Querschnitt eingezeichnet. Es ist deutlich zu sehen, daß die Skalierungsformeln die gemessenen Werte nicht sehr gut reproduzieren. Vergleicht man allerdings die für die Herleitung der verschiedenen Skalierungsformeln herangezogenen experimentellen Ergebnisse, so sieht man, daß auch diese gemessenen Wirkungsquerschnitte teilweise um bis zu eine Größenordnung um die Skalierungsformeln streuen. Da die Formeln aus einem Fit (kleinste Fehlerquadrate) durch alle bekannten gemessenen Wirkungsquerschnitte stammen, zeigt sich bei einer derartig breiten Streuung der Meßwerte die geringe Verwendbarkeit dieser semiempirischen Gesetze zur Vorhersage von absoluten Einfangquerschnitten.

Für die Wirkungsquerschnitte des Elektronenverlustes vom Projektil, die von uns wegen des dafür günstigen Stoßsystems mit wesentlich besserer Statistik gemessen wurden,

gibt es bedauerlicherweise keine aussagekräftigen Vergleichsdaten und auch keine etablierte Theorie, die in der Lage wäre, die Wirkungsquerschnitte auszurechnen und so einen Vergleich zu ermöglichen.

4.2.4 Diskussion der Fehler

In die Bestimmung der absoluten Umladequerschnitte geht laut Gleichung 4.2.1.a die Messung verschiedener mit einem Fehler behafteter Größen ein.

Die Gesamtzahl der Projektile und der Anteil an umgeladenen lassen sich fast fehlerfrei bestimmen, da die beiden Ladungszustände durch die magnetische Trennung an deutlich abgegrenzten unterschiedlichen Orten auf dem Detektor erscheinen, wodurch sich sowohl die Identifizierung als auch die Integration der jeweiligen Anteile sehr einfach gestaltet. Außerdem werden ja nicht die absoluten Zahlen, sondern nur das Verhältnis der beiden Anteile zueinander benötigt.

Auch die Messung der Gastargetlänge der Umladestrecke läßt sich sehr genau durchführen, da die Zelle aus einem Rohrstück mit wohldefinierter Länge und kleinen Ein- und Austrittsblenden besteht, die garantieren, daß in der Zelle ein statischer Druck herrscht. Wegen der Länge der Zelle von 35 cm und einer maximalen Ableseungenauigkeit von 2 mm ist der Fehler in der Größenordnung von 0.5%.

Die größte Ungenauigkeit ergibt sich aus der absoluten Druckmessung. Um die Größe des Fehlers abschätzen zu können, wurde an der Gaszelle gleichzeitig sowohl mit einem Kapazitätsmanometer (Baratron), einer Penningmeßzelle und einem Viscovac gemessen, bei dem eine Kugel im Vakuum magnetisch gelagert frei rotiert, deren Rotationsabbremung infolge von Kollisionen mit dem im Vakuum befindlichen Gas bestimmt wird. Bild 4.2.4.I zeigt das Verhalten der drei Meßsysteme gegeneinander, wobei zu sagen ist, daß sowohl Viscovac als auch Baratron eine sehr gute absolute Genauig-

keit besitzen sollten (laut Herstellerangaben etwa 5%), während eine Penningmeßzelle nicht sehr zuverlässig bei der Bestimmung des absoluten Drucks ist.

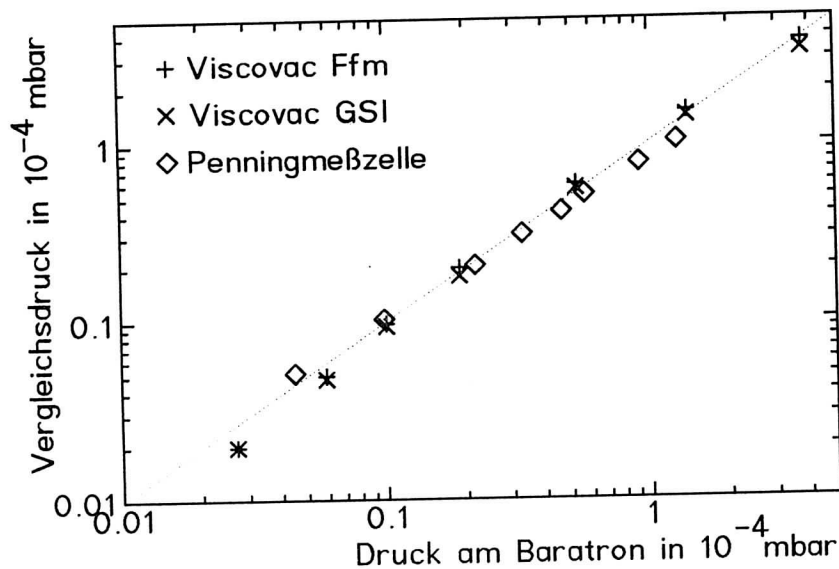


Bild 4.2.4.I Bestimmung des Absolutdrucks mit verschiedenen Meßsystemen

Zur Veranschaulichung der Größe der statistischen Fehler bei der Messung der Druckabhängigkeit des Umladequerschnitts sei noch einmal auf Bild 4.2.1.I verwiesen, in dem das Verhältnis von umgeladenen zu totalen Projektilen in Abhängigkeit vom Druck in der Gaszelle dargestellt ist. Die eingezeichnete Gerade ist die Regressionsgerade, aus deren Steigung man den absoluten Umladequerschnitt erhält (siehe Gleichung 4.2.1.a).

Zusammengenommen ergibt sich ein Gesamtfehler bei der Bestimmung der absoluten Umladequerschnitte von etwa 20%.

4.3. Auswertung der am UNILAC gemessenen Ionisations- wirkungsquerschnitte

4.3.1. Reduktion der Daten

Wie in Kapitel 3.4. beschrieben, wurde für die Messungen am UNILAC sowohl die Position und damit der Ladungszustand des magnetisch abgelenkten Projektilstrahls, als auch der Ort des abgesaugten Rückstoßions bestimmt, wobei der letztere keine auswertbare physikalische Information enthält. Die Ortsbestimmung erfolgt mit den üblichen ortsauflösenden Wedge&Strip-Anoden, die die durch das nachzuweisende Teilchen ausgelöste Ladungswolke über eine Geometrie in drei verschiedene Zweige abfließen lassen. Aus der Verteilung der Ladungsmengen läßt sich dann der Ort errechnen, an dem das nachzuweisende Teilchen den Detektor getroffen hat.

Da die einzelnen Ladungszustände des Projektils als Folge der magnetischen Separation räumlich getrennt sind, kann man durch Setzen von Fenstern auf die entsprechenden Orte jeweils die Rückstoßionen herausfiltern, die zu einem bestimmten Prozeß wie zum Beispiel zum Einelektroneneinfang gehören. Bei Kenntnis des Spektrometerfaktors, des Drucks in der Ionisationszone, der Gastargetlänge und der Anzahl der Projektile lassen sich dann die absoluten Wirkungsquerschnitte für die unterschiedlichen Prozesse bestimmen.

Der Ort der Rückstoßionen wurde zusätzlich aufgenommen, da sich hier durch Setzen eines Fensters um diesen Ort herum die Dunkelpulse des Detektors, die für zusätzlichen Untergrund sorgen, zu einem großen Teil diskriminieren lassen.

Im Flugzeitspektrum der Rückstoßionen wird zuerst der aus zufälligen Koinzidenzen bestehende Untergrund abgezogen. Dann werden unter den oben genannten Bedingungen die Zeitpeaks für die verschiedenen Ladungszustände integriert, um die Anzahl der Rückstoßionen eines bestimmten Ladungszustandes zu erhalten. Aus diesen Zahlen errechnet sich der absolute Wirkungsquerschnitt nach der Formel 4.a. beziehungsweise 4.b..

4.3.2. Absolute Wirkungsquerschnitte für die Ionisation von Helium, Neon und Argon

Die folgenden Bilder zeigen die experimentellen absoluten Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen am UNILAC untersuchten Stoßsysteme 3.6 MeV/u Au^{24+} auf Neon (Bild 4.3.2.I), 3.6 MeV/u $\text{Au}^{24+} - \text{Ne}^{54+}$ auf Helium (Bild 4.3.2.II), 5.9 MeV/u Au^{24+} auf Helium (4.3.2.III), Neon (4.3.2.IV) und Argon (4.3.2.V) und 11.4 MeV/u Au^{24+} auf Helium (4.3.2.VI).

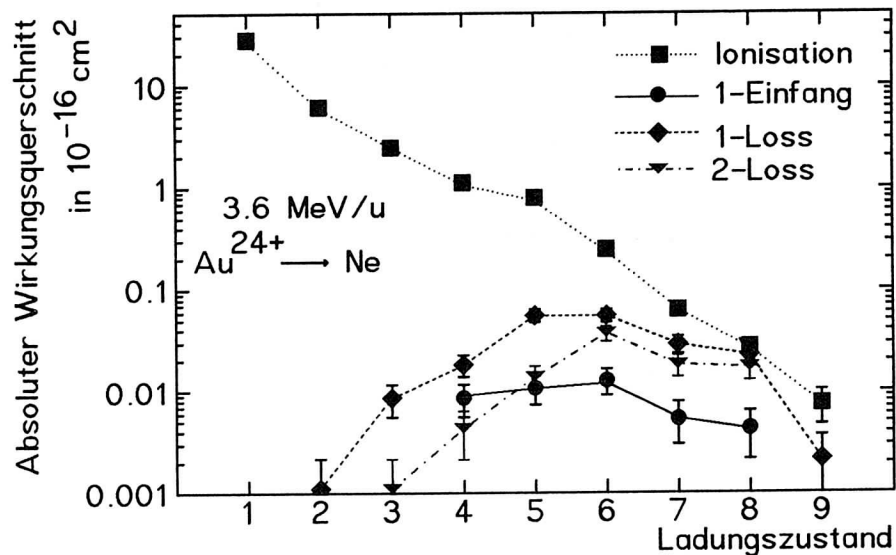


Bild 4.3.2.I. Absolute Wirkungsquerschnitte für das Stoßsystem 3.6 MeV/u Au^{24+} auf Neon

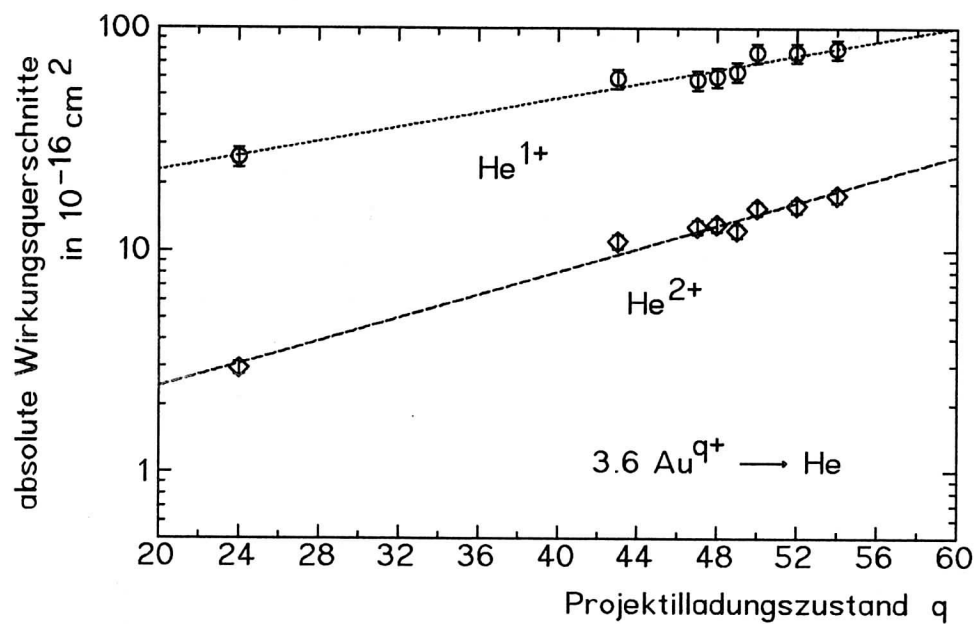


Bild 4.3.2.II. Absolute Wirkungsquerschnitte für die Stoßsysteme 3.6 MeV/u $\text{Au}^{24+ - 54+}$ auf Helium

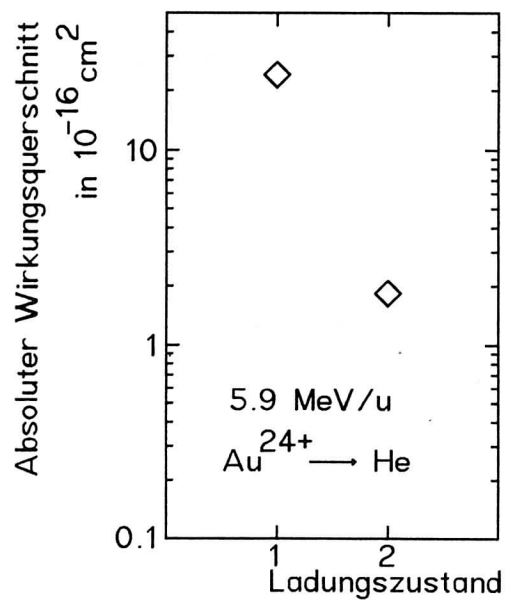


Bild 4.3.2.III. Absolute Wirkungsquerschnitte für das Stoßsystem 5.9 MeV/u Au^{24+} auf Helium

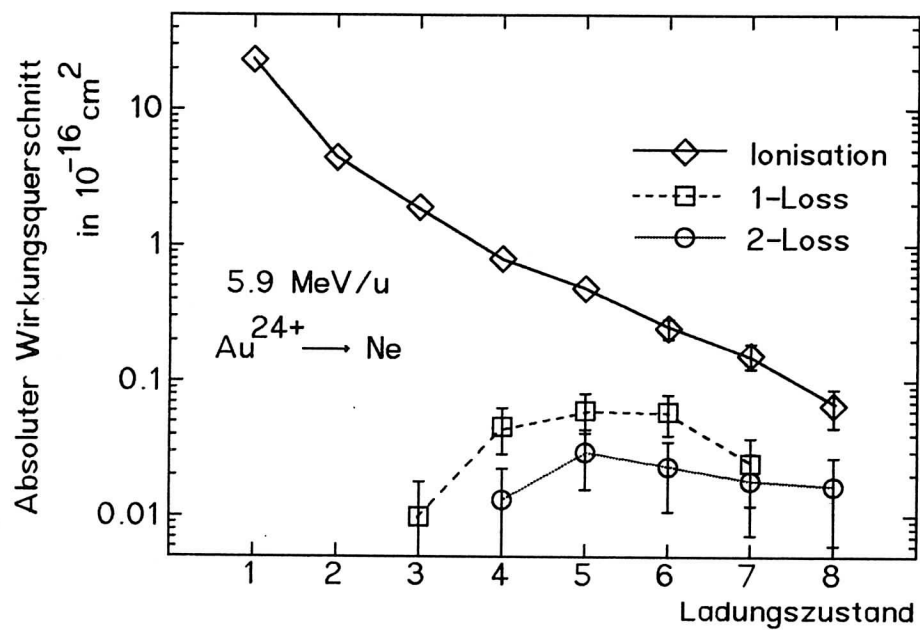


Bild 4.3.2.IV. Absolute Wirkungsquerschnitte für das Stoßsystem 5.9 MeV/u Au²⁴⁺ auf Neon

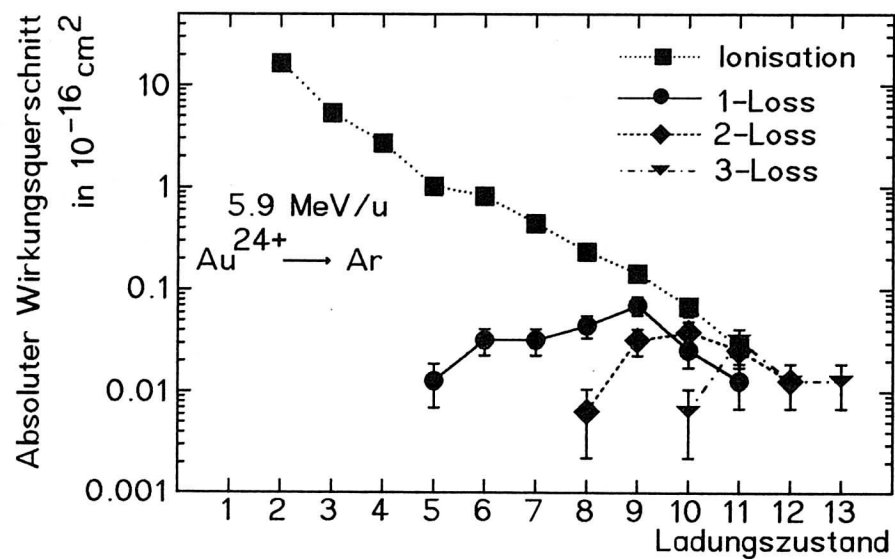


Bild 4.3.2.V. Absolute Wirkungsquerschnitte für das Stoßsystem 5.9 MeV/u Au²⁴⁺ auf Argon

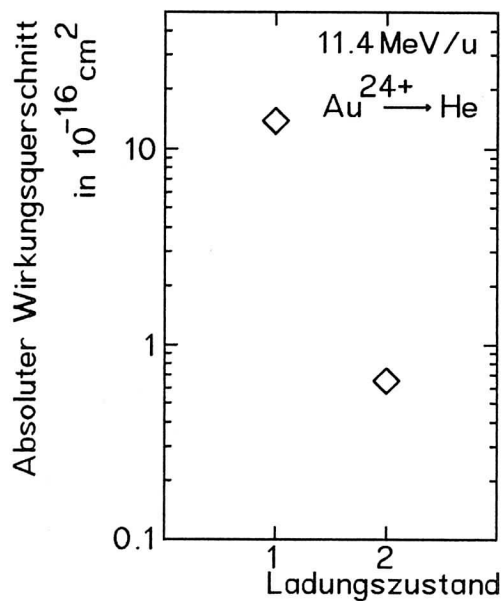


Bild 4.3.2.VI. Absolute Wirkungsquerschnitte für das Stoßsystem 11.4 MeV/u Au^{24+} auf Helium

4.3.3. Diskussion der Fehler

Die in den vorangegangenen Bildern gekennzeichneten Fehlerbalken stammen aus den in der Statistik begründeten Fehlern. Die Fehler in der absoluten Höhe sind für alle Wirkungsquerschnitte identisch und liegen, wie in Kapitel 4.2.4. dargestellt, bei etwa 20%.

4.4. Auswertung der Messungen am BEVALAC

4.4.1. Reduktion der Daten

Da alle Flugzeitspektrometer vom prinzipiellen Aufbau und damit auch von der Art der Datenauswertung her sehr ähnlich sind, gestaltet sich die Auswertung der am BEVALAC gemessenen Daten genau so wie schon in Kapitel 4.3.1. für den UNILAC beschrieben. Nur konnte am BEVALAC der Projektil-

strahl nicht in einzelne Ladungszustände differenziert werden, wodurch sich die Analyse vereinfacht. Da aber das Hauptproblem am BEVALAC der immense Untergrund ist, wurden vor und hinter dem Spektrometer zwei Vetodetektoren eingebaut (siehe 3.3.1). Diese Detektoren haben in der Mitte ein Loch von der Größe der Eintrittsblende des Spektrometers. Trifft ein Projektil einen dieser Vetodetektoren, dann ist damit zu rechnen, daß dieses Projektil auch die Wand des Spektrometers berührt und dabei eine ganze Wolke von Elektronen und Photonen ausgelöst hat. Durch Auslesen der Veto-zähler und eine Antikoinzidenzbedingung (nur wenn ein Projektil weder den einen, noch den anderen Vetodetektor berührt hat) reduziert man auf diese Weise den Untergrund beträchtlich.

Die absoluten Wirkungsquerschnitte wurden hier auf zwei Arten ermittelt. Die erste Methode bestand in der Verwendung des vorher bei Messungen im Institut für Kernphysik bestimmten Spektrometerfaktors. Damit verglichen wurden die Absolutnormierungen der Messungen 420 MeV/u U^{92+} auf Neon von S. Kelbch et al. (/KEL86/) und 120 MeV/u U^{91+} auf Helium aus (/BER88/). Beide Arten der Absolutnormierung stimmen innerhalb der Fehlergrenzen überein.

4.4.2. Absolute Wirkungsquerschnitte für die Ionisation von Helium, Neon und Argon

Die Bilder 4.4.2.I.a, 4.4.2.I.b und 4.4.2.II.c zeigen die absoluten Wirkungsquerschnitte für das Stoßsystem 60 MeV/u U^{9+} auf Helium, Neon und Argon. Bild 4.4.2.II.a, 4.4.2.II.b und 4.4.2.II.c stellen 120 MeV/u U^{91+} auf Helium, Neon und Argon dar und 4.4.2.III.a, 4.4.2.III.b entsprechend 420 MeV/u U^{92+} auf die Helium und Neon.

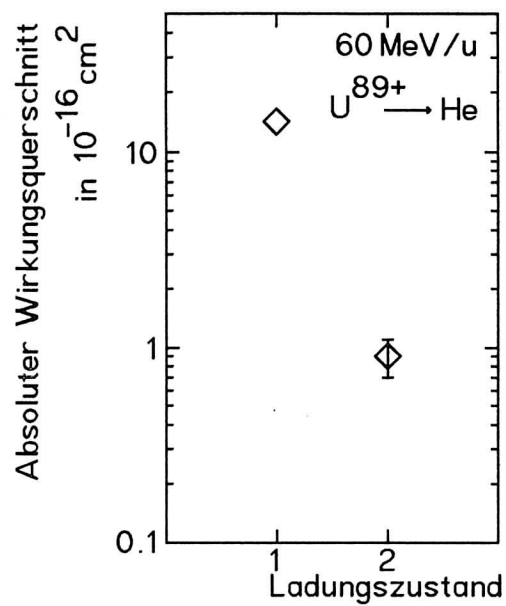


Bild 4.4.2.I.a 60 MeV/u U^{89+} auf Helium

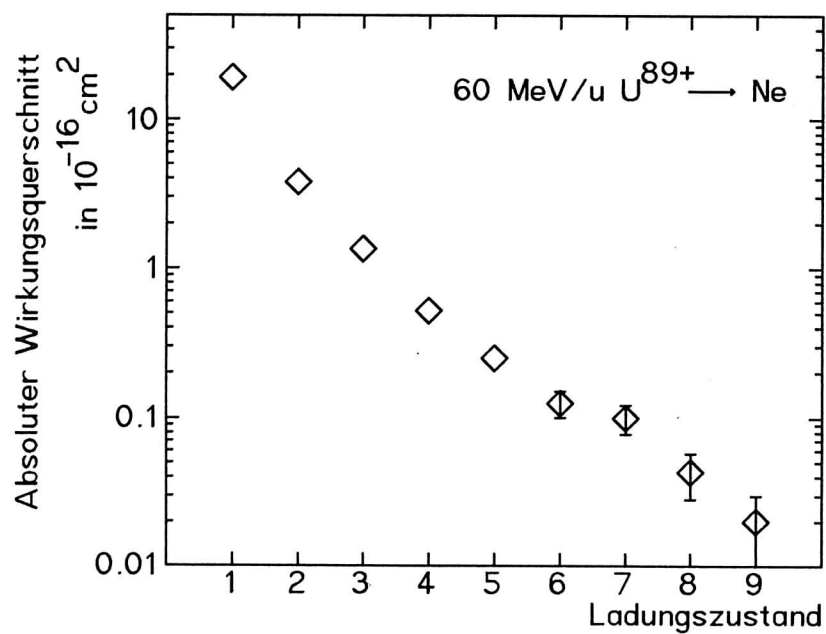


Bild 4.4.2.I.b 60 MeV/u U^{89+} auf Neon

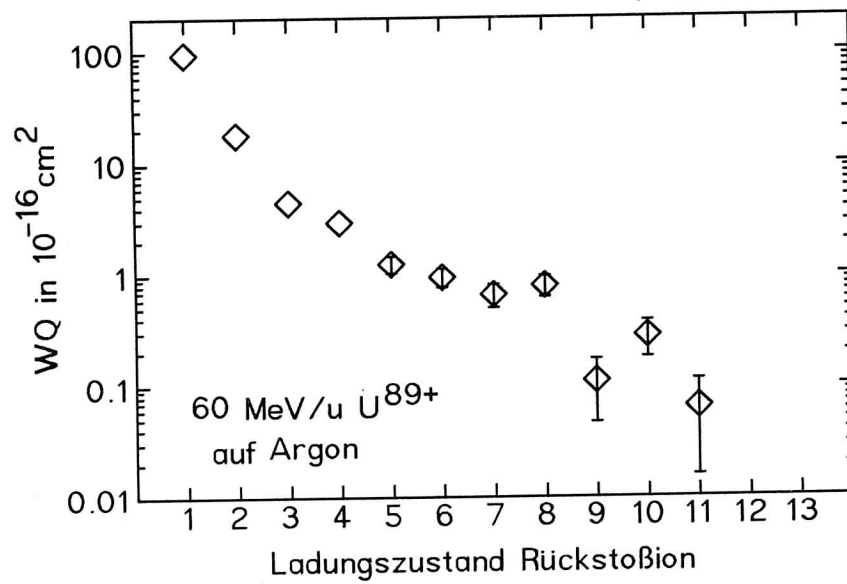


Bild 4.4.2.I.c 60 MeV/u U^{89+} auf Argon

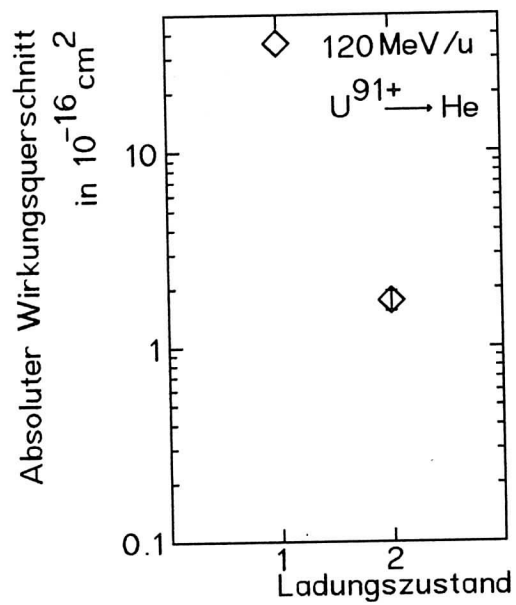


Bild 4.4.2.II.a 120 MeV/u U^{91+} auf Helium

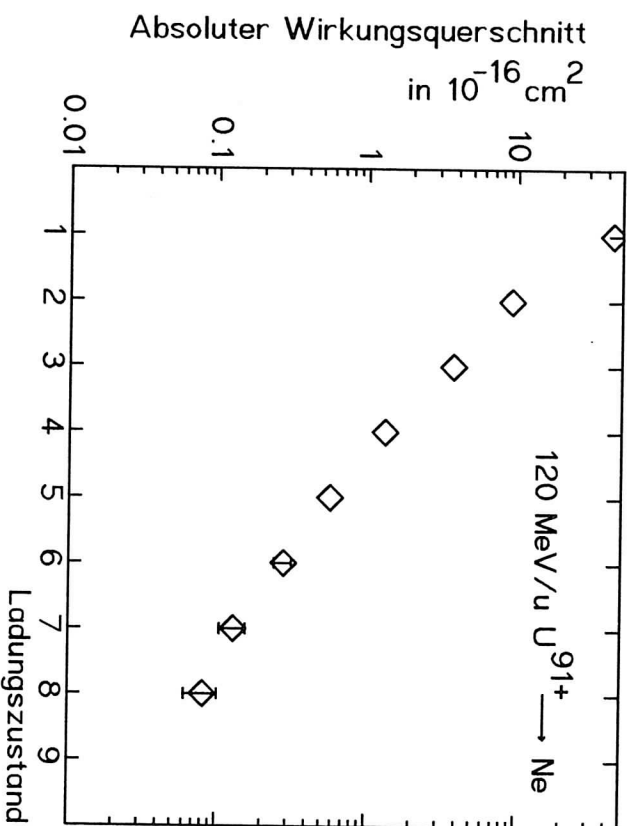


Bild 4.4.2.II.b 120 MeV/u U^{91+} auf Neon

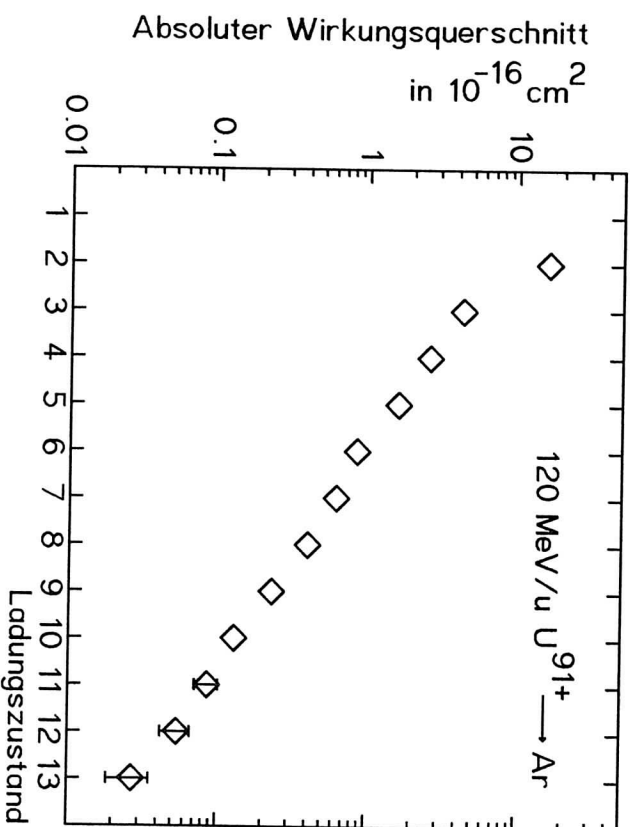


Bild 4.4.2.II.c 120 MeV/u U^{91+} auf Argon

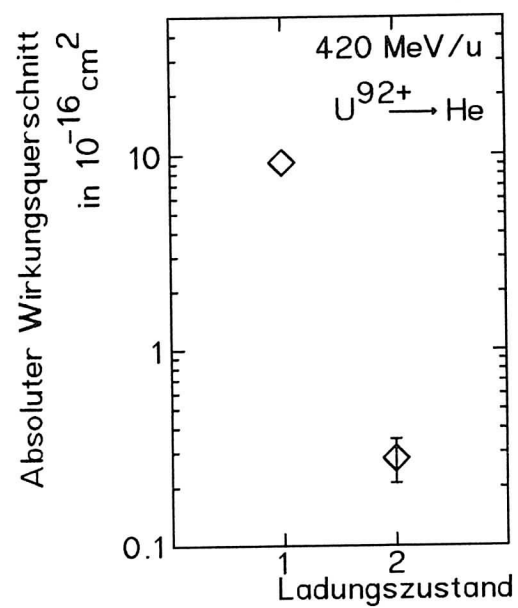


Bild 4.4.2.III.a 420 MeV/u U^{92+} auf Helium

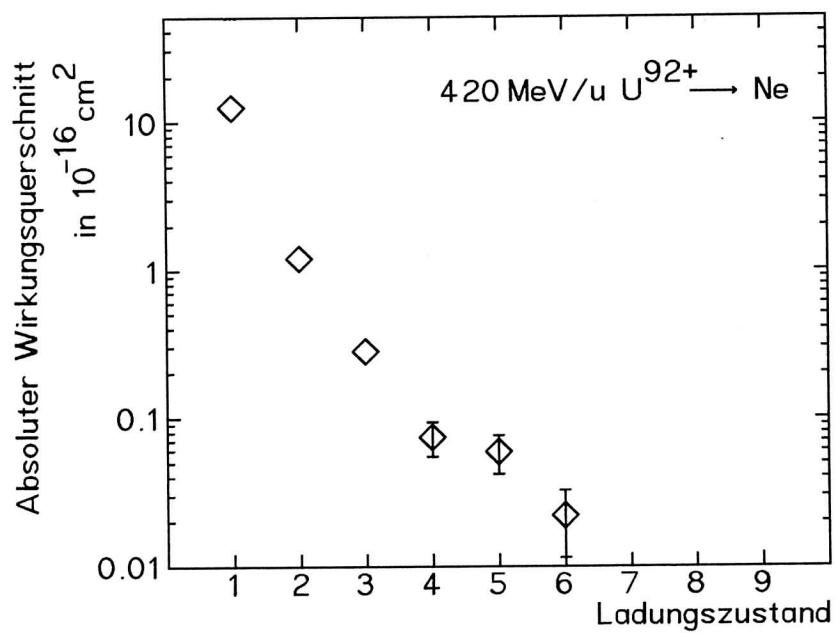


Bild 4.4.2.III.b 420 MeV/u U^{92+} auf Neon

4.4.3. Diskussion der Fehler

In den vorhergehenden Bildern sind wieder die statistischen Fehler eingezeichnet. Die Fehler in der absoluten Höhe sind für die am BEVALAC gemessenen Daten sehr viel größer, da die experimentellen Bedingungen, wie weiter oben erwähnt, wesentlich ungünstiger sind. Das Hauptproblem ist eine genaue Kontrolle des Strahls in seiner Lage in bezug auf das Spektrometer: Die Öffnungen der Vetoszintillatoren sind etwa kleiner als die Eintrittsöffnung des Spektrometers, aber größer als der Schlitz im Spektrometer, durch den die Rückstöße abgesaugt werden. Das bedeutet, daß Projektile, die zwar ohne ein Vetosignal hervorzurufen durch das Spektrometer fliegen, trotzdem Rückstöße erzeugen können, die verloren gehen, nämlich dann, wenn sich die Projektile relativ zur Strahlmitte weit oben oder unten im Strahlprofil bewegen. Diese Projektile werden als gültige identifiziert und tragen in der Formel 4.a fälschlicherweise zur Anzahl an Projektilen bei, da ja das möglicherweise entstandene dazugehörige Rückstoß aus geometrischen Gründen nicht detektiert werden konnte. Aus den Flächenverhältnissen des Strahlprofils zwischen meßbarem und tatsächlichem Strahl ergibt sich für das Stoßsystem $60 \text{ MeV/u } U^{92+}$ auf die verschiedenen Edelgase ein Fehler in der absoluten Höhe von etwa einem Faktor drei. Die beiden anderen Energien haben an sich denselben Fehler, hier zeigt sich aber im Vergleich mit den Referenzmessungen, daß die absoluten Werte im großen und ganzen übereinstimmen, so daß hier nur ein Fehler von einem Faktor zwei angenommen wird.

4.5. Auswertung der Messungen am SIS

4.5.1. Reduktion der Daten

Auch die Zeitspektren der verschiedenen Messungen am SIS werden im Prinzip wie die vorhergehenden ausgewertet: Zuerst wird der Untergrund abgezogen und dann die einzelnen

Zeitpeaks integriert. Bei den Messungen am SIS traten jedoch einige Schwierigkeiten auf, die eine etwas aufwendigere Auswertung erforderlich machen. Ein Problem besteht in der Zeitstruktur des Strahls, die aus folgendem Grund in der Anfangszeit des Synchrotrons den Projektilen aufgeprägt war. Im Synchrotron zirkulieren die Projektile mit einer Frequenz von einigen Megahertz. Nun besteht natürlich innerhalb des Synchrotrons keine Möglichkeit der direkten Strahlanalyse durch Meßgitter, Quarze oder ähnliche Diagnoseinstrumente, weil diese auf einer Wechselwirkung des Strahls mit Materie beruhen, die aber im Synchrotron nicht tolerabel ist. Außerdem fliegen die Projektile im Synchrotron wegen der Art der Beschleunigung gepulst ('Bunche'). Diese Pulsung nutzt man mit sogenannten Pickup-Sonden aus, die das induzierte Signal der einzelnen Pulse auslesen und hieraus die Strahlbreite und den Ort berechnen. Verteilt man die Bunche zeitlich gleichmäßig, um einen gleichstromähnlichen Strahl zu erreichen, der für die Experimente nötig ist, dann sind die von den Pickup-Sonden aufgefangenen Signale zu schwach, um eine verwertbare Information zu liefern. Da die ersten der hier gemessenen Daten in der Anfangszeit der Inbetriebnahme des SIS aufgenommen wurden, wollte man auf dieses Diagnoseinstrument aber nicht verzichten, so daß dem Projektilstrahl die Zeitstruktur der HF-Pulsung aufgeprägt ist. Diese ist sehr hochfrequent und deshalb auch in den Zeitspektren zu sehen (Bild 4.5.1.I). Die Ursache dafür liegt in der Tatsache, daß man aus praktischen Gründen die elektronische Uhr (den Time-to-Amplitude-Converter TAC), der die Flugzeitdifferenz zwischen Projektil und erzeugtem Rückstoßion mißt, mit den Rückstoßionen startet und mit den verzögerten Projektilen stoppt. Erreicht nun ein Rückstoßion den Detektor, so wird der TAC gestartet und die Uhr läuft. Der Stopp der Uhr erfolgt nach einer genau bemessenen Zeit, die dem Flugzeitunterschied zwischen Projektil und Rückstoßion entspricht. Während aber die Uhr läuft, besteht die Möglichkeit, daß ein falsches Projektil vor dem eigentlichen den Detektor erreicht und ein Stoppsignal auslöst - eine sogenannte

verlorene Koinzidenz. Sind die Projektile aber gepulst, so kann dies nur zu einer durch die Pulsung vorgegebenen Zeit geschehen, was dazu führt, daß die verlorenen Koinzidenzen nicht statistisch vor dem eigentlichen Zeitpeak gestoppt werden, sondern bevorzugt in Zeitintervallen, die der Frequenz der Pulsung entsprechen.

Weitere Probleme entstehen bei einem gepulsten Strahl für den Stoppdetektor. Der Szintillationszähler, der hierfür verwendet wird, kann durchaus Raten bis zu $5 \cdot 10^5$ Teilchen pro Sekunde verarbeiten, aber nur wenn diese zeitlich gleichverteilt sind. Wegen der Pulsung des Strahls ist die Rate pro Sekunde zwar die gleiche, aber eben nicht gleichverteilt über die ganze Sekunde. Dadurch ist die tatsächliche momentane Belastung des Szintillationszählers wesentlich höher. Dies führt dazu, daß die Spannungsversorgung, die die Dynoden des nachgeschalteten Photomultipliers mit Strom versorgt, nicht mehr in der Lage ist, die benötigte Menge an Elektronen zu liefern. Dadurch brechen die Pulse der eintreffenden Projektile zusammen. Die Spannungsversorgung braucht dann eine gewisse Zeit, um sich zu erholen, so

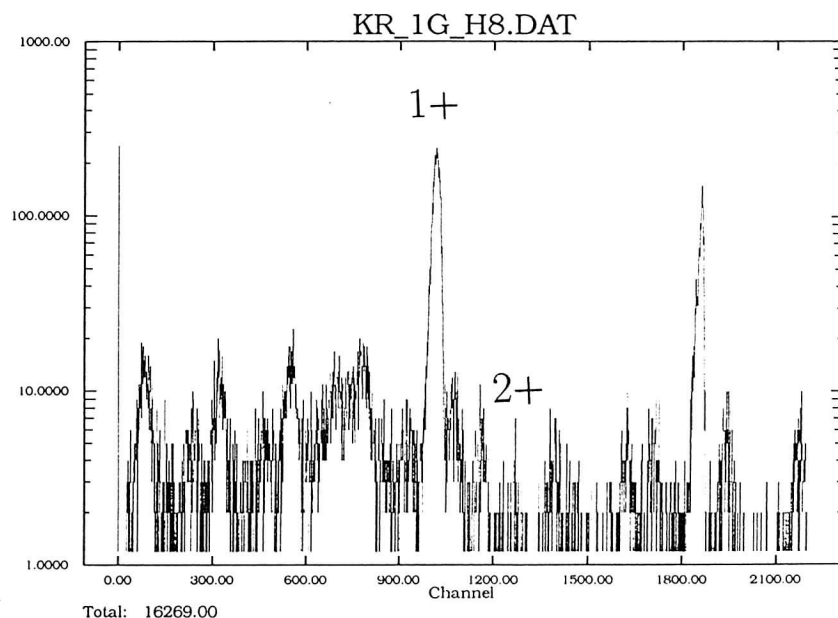


Bild 4.5.1.I. Zeitstruktur des Projektilstrahls im Zeitspektrum

daß der ganze Detektor in dieser Zeit keine Pulse liefern kann. Zusammengenommen bedeutet dies, daß echte Koinzidenzen nicht nur verloren gehen können, wenn die elektronische Uhr zu früh gestoppt wurde, sondern auch dann, wenn in dem Augenblick, in dem das zur Koinzidenz gehörige Projektil den Detektor erreicht, dieser sich gerade wegen einer vorhergegangenen Überlastung in der Regenerationsphase befindet. Die Uhr läuft also weiter und wird vom nächsten ankommenden Projektil gestoppt. Die Projektile kommen aber infolge der Pulsung in einer zeitlichen Korrelation. Damit erfolgt das Stoppsignal wieder nicht stochastisch, sondern es spiegelt ebenfalls die zeitliche Struktur des Strahls wieder. Dieses Verhalten ebenso wie die zeitliche Korrelation der verlorenen Koinzidenzen kann man deutlich im Bild 4.5.1.I. erkennen. Markiert sind die Ladungszustände des einfach und doppelt geladenen Heliums. Der erste Peak des wegen der Totzeit des Detektors verlorenen einfach geladenen Heliums rechts vom eigentlichen He^{1+} liegt fast genau dort, wo das zweifach geladene Helium erscheint. Man erkennt deutlich, daß sowohl dieser als auch noch der nächste zum He^{1+} gehörige Zeitpeak noch nicht die volle Höhe der darauf folgenden hat. Dies spiegelt die Erholungsphase des Stoppdetektors wieder, die man hieraus mit etwa einer halben Mikrosekunde abschätzen kann. Bild 4.5.1.I. zeigt aber auch die Schwierigkeit in der Auswertung des Ladungszustandes He^{2+} . Da nur schwer abzuschätzen ist, wie groß der Anteil des totzeitbedingten einfach geladenen Heliums ist, ist der Fehler bei der Bestimmung der absoluten Wirkungsquerschnitte für doppelt geladenes Helium entsprechend groß.

Durch die Schwierigkeiten des Projektildetektors mit der hohen Stopprate und die dadurch bedingten Totzeitverluste ist auch die Bestimmung der absoluten Projektilzahl problematisch. Normalerweise gibt man die Stoppsignale auf einen Zähler und notiert am Ende des Experiments die Anzahl der Projektile. Ist aber der Projektildetektor überfordert, dann ist man sich nicht sicher, ob die tatsächliche Anzahl nicht bedeutend größer war. Hier hilft einem die nicht

gerade optimale Qualität der im Rückstoßionendetektor verwendeten Kanalplattenvervielfacher. Diese haben eine relativ hohe Dunkelrate. Da der Detektor nicht zwischen echten (durch Rückstoßionen ausgelösten) Pulsen und Dunkelpulsen unterscheiden kann, bedeutet dies, daß auch die Dunkelpulse die elektronische Uhr starten, die statistisch irgendwann von einem Projektil gestoppt wird. Die Wahrscheinlichkeit für ein Stoppsignal hängt von der Zeit ab, die der TAC offen ist, und von der Rate der stoppenden Teilchen. Die Anzahl an Projektilen N_P wird dann durch folgenden Zusammenhang beschrieben

$$N_P = N_{\text{Random}} \cdot t_{\text{gesamt}} / t_{\text{TAC}},$$

wobei N_{Random} die Anzahl an Starts, t_{gesamt} die gesamte Meßzeit und t_{TAC} die Öffnungszeit des TACs bedeuten. Dies Verfahren läßt sich nur dann anwenden, wenn N_{Random} durch die Dunkelrate und nicht durch die echten Rückstoßionen, die ja eine zeitliche Korrelation zu den Stoppsignalen haben, dominiert wird. Bei den hier beschriebenen Experimenten ist dies aber wegen der Dunkelrate der Channelplates der Fall.

Das Problem der zeitlichen Struktur des SIS-Strahls trat nur bei den ersten Experimenten mit 500 MeV/u und 1000 MeV/u Kr^{36+} auf Helium auf. Bei späteren Strahlzeiten konnten die Operateure des SIS nach der Strahleinstellung auf die Diagnose verzichten. Wird die Hochfrequenz nach dem Beschleunigen der Projektile abgeschaltet, dann bleibt die Zeitstruktur nicht erhalten, sondern die Projektile verteilen sich innerhalb weniger Umläufe gleichmäßig, so daß dann ein gleichstromartiger Strahl extrahiert werden kann. Ein weiteres Problem der Analyse des einfach geladenen Heliums war die Identifizierung des in Bild 4.5.1.II. gezeigten Buckels vor dem eigentlichen Zeitpeak. Hierzu muß etwas näher auf die experimentellen Gegebenheiten eingegangen werden. Bild 4.5.1.III. zeigt eine Skizze des experimen-

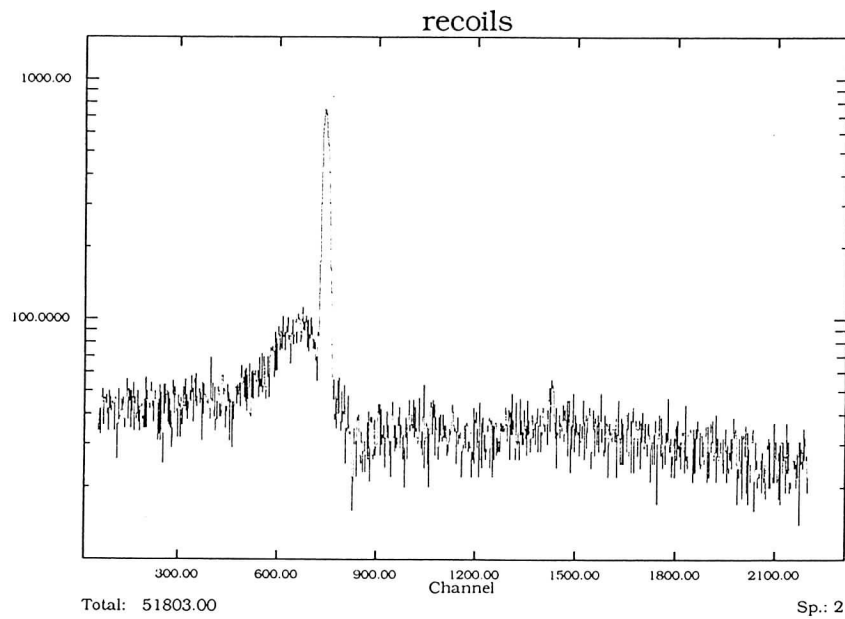


Bild 4.5.1.II. Zeitliche Struktur des einfach geladenen Heliums

tellen Aufbaus. Da für die Experimente das Spektrometer mit Edelgas geflutet werden muß, war von der Seite der GSI her als Bedingung eine vakuumtechnische Trennung des Spektrome-

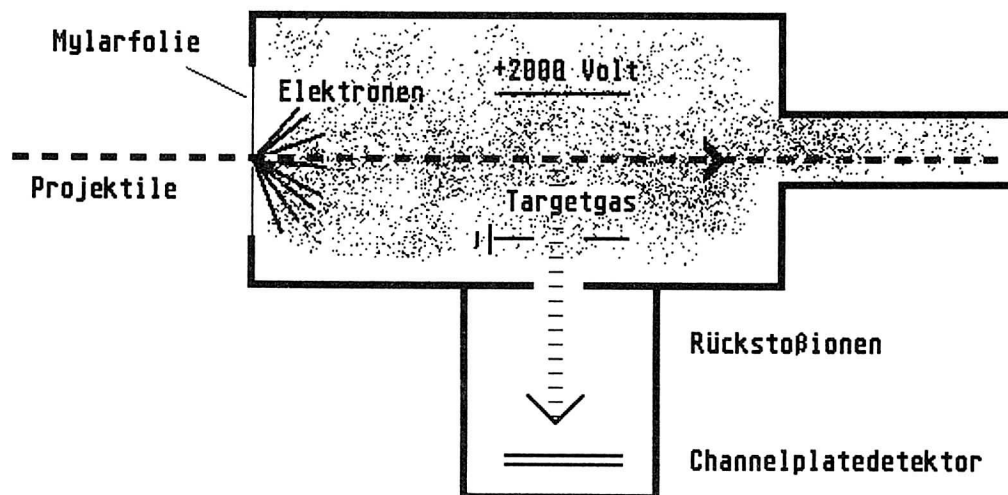


Bild 4.5.1.III. Skizze des experimentellen Aufbaus am SIS

ters von den Beschleunigeranlagen vorgeschrieben. Dies wurde durch den Einbau einer 5 μ dünnen, wegen der besseren Wärmeleitfähigkeit einseitig mit Aluminium bedampften Mylarfolie verwirklicht. Die vom Synchrotron extrahierten Projektile durchdringen diese Folie, bevor sie das Spektrometer erreichen. In der Folie erleiden sie einen Energieverlust, der sich in einer geringfügigen Abbremsung äußert. Mit der verlorenen Energie werden hauptsächlich niederenergetische Elektronen herausgelöst, die mit dem Strahl mitfliegen. Diese Elektronen können, wenn sie in das Spektrometer gelangen, natürlich ebenfalls das Targetgas ionisieren, wobei sie wegen der einfachen Ladung im Vergleich zum Beispiel zu Kr^{36+} nur ein geringes Ionisierungspotential haben und deshalb vorzugweise einfach geladenes Helium erzeugen. Da aber die eine Platte des Spektrometers auf einem Potential von etwa 3000 Volt liegt, könnte man meinen, daß alle Elektronen direkt zu dieser Platte hingezogen werden und damit gar nicht erst in das Spektrometer gelangen. Dem ist aber nicht so, wie Rechnungen mit dem Bahnenprogramm von R. Koch zeigen (Bild 4.5.1.IV.). Hierbei werden die Bahnen von Elektronen berechnet, die mit einer Anfangsenergie von 20 eV und unter Winkeln zwischen 0° und $\pm 80^\circ$ aus der Folie austreten. Deutlich zu sehen ist, daß fast alle Elektronen in das Spektrometer hineinfliegen und damit in der Lage sind, dort Targetgas zu ionisieren. Berechnet man die Flug-

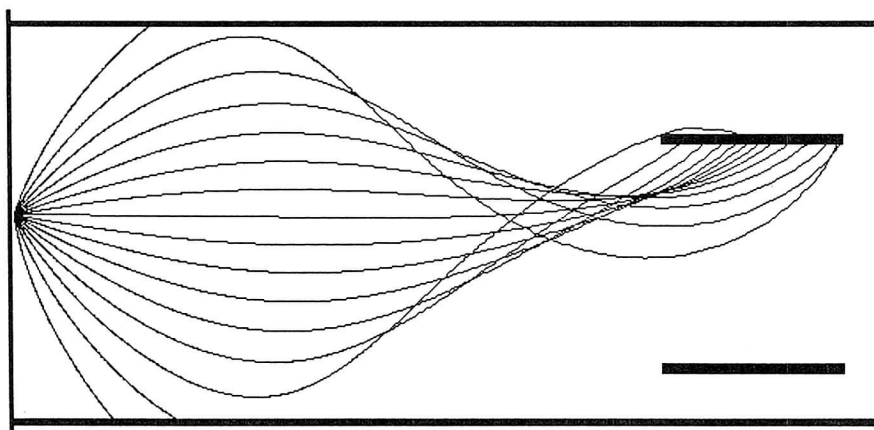


Bild 4.5.1.IV. Gerechnete Elektronenbahnen für Elektronen aus der Eintrittsfolie

zeiten der Elektronen von der Folie bis in das Spektrometer, dann erkennt man, daß sich der Flugzeitunterschied zwischen den Elektronen und den eigentlichen Projektilen gerade in dem zeitlichen Unterschied zwischen dem Zeitpeak des einfach geladenen Heliums und dem davor gelagerten Buckel widerspiegelt, wenn man annimmt, daß die Elektronen mit einer geringen Anfangsenergie starten. Mit diesem Wissen lassen sich die Zeitspektren der Stoßsysteme 300 MeV/u $\text{Bi}^{67+}, 83+$ und 500 und 1000 MeV/u Kr^{36+} auf die verschiedenen untersuchten Edelgase auswerten.

Bei der Messung 400 MeV/u Ne^{10+} auf Helium tritt jedoch eine andere (physikalische) Schwierigkeit auf. Da die Wirkungsquerschnitte mit dem Projektilladungszustand quadratisch zunehmen, sind die Querschnitte zur Erzeugung von einfach und vor allem von doppelt geladenem Helium durch nur zehnfach geladenes Neon natürlich wesentlich kleiner als zum Beispiel für Kr^{36+} oder gar Bi^{83+} . Dies führt dazu, daß gerade die Wirkungsquerschnitte für die Doppelionisation, die ja sowieso schon einige Größenordnungen kleiner sind als die der Einfachionisation, mit den bisher beschriebenen experimentellen Methoden nicht mehr meßbar sind. Es entstehen zwar durchaus zweifach geladene Heliumionen, aber

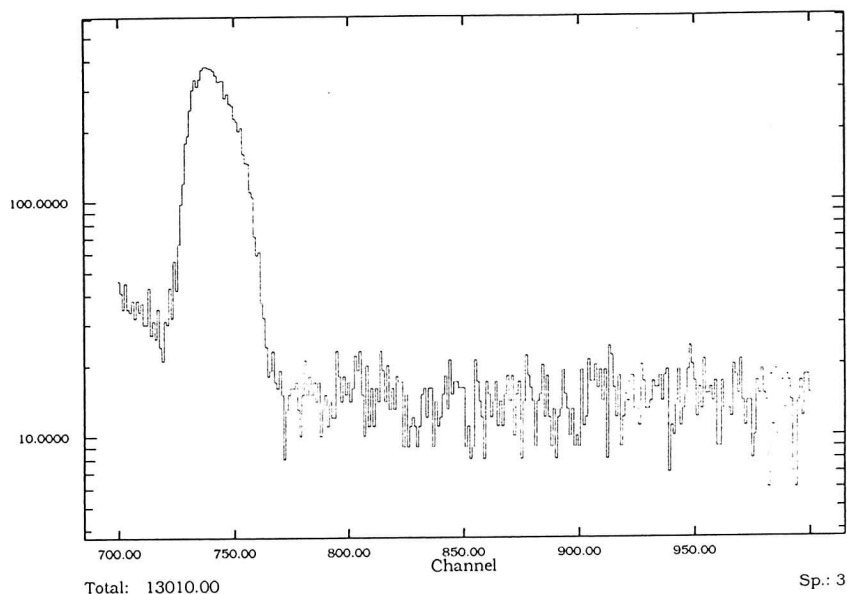


Bild 4.5.1.V. Zeitspektrum 400 MeV/u Ne^{10+} auf Helium ohne Verbesserung der Zeitauflösung

diese gehen im Untergrund der restlichen Ereignisse unter. Dies zeigt das Bild 4.5.1.V., in dem der Ladungszustand He^{1+} deutlich zu erkennen ist, nicht aber das He^{2+} . Um dennoch diesen Wirkungsquerschnitt zu bestimmen, muß man zunächst den Untergrund so weit wie möglich reduzieren. Dies erreicht man indem man ein Fenster auf den durch die Rückstoßionen abgebildeten Ort des Strahl (siehe auch Bild 4.5.2.I.) setzt und so unerwünschte Dunkelpulse des Detektors eliminiert. Dies ist aber nicht genug. Außerdem muß auch noch die Zeitauflösung des Spektrometers verbessert werden. Eine schlechte Zeitauflösung bedeutet, daß sich die wenigen Ereignisse, die eigentlich nur in einige Kanäle eingeordnet werden müßten, auf viele Kanäle verteilen. Dadurch wird der Zeitpeak so breit, daß er nicht als solcher identifizierbar ist, da er sich nicht über den Untergrund erhebt.

Die Auflösung des Spektrometers ist tatsächlich nicht so gut, wie in Bild 3.3.2.2.1.IV berechnet und dargestellt. Dies liegt daran, daß der Projektilstrahl nicht punktförmig durch das Spektrometer geht, sondern eine Ausdehnung hat. Zwar ist das Spektrometer so gebaut, daß es eine optimale zeitliche Fokussierung gewährleistet, aber das bedeutet nicht, daß sich die Auflösung nicht verbessern ließe. Es heißt nur, daß die Auflösung bei einer gegebenen Strahlbreite optimal ist. Nun kann man die Strahlbreite im Experiment nicht wesentlich ändern. Betrachtet man aber noch einmal das Bild 4.5.1.III., dann stellt man fest, daß sich strahl-
abwärts vom Spektrometer ein in zwei Dimensionen ortsauflösender gasgefüllter Teilchendetektor befindet. Nimmt man zu jedem koinzidenten Ereignis außer der Information über die Flugzeit noch den Ort des dazugehörigen Projektils auf, kennt man im nachhinein diesen Ort und damit auch den Entstehungsort des Rückstoßions im Spektrometer. Mit dieser Kenntnis läßt sich der Projektilstrahl sozusagen auf eine Linie zusammenschieben und die Zeitauflösung stark verbessern. Bild 4.5.1.VI. zeigt den Erfolg dieses Verfahrens.

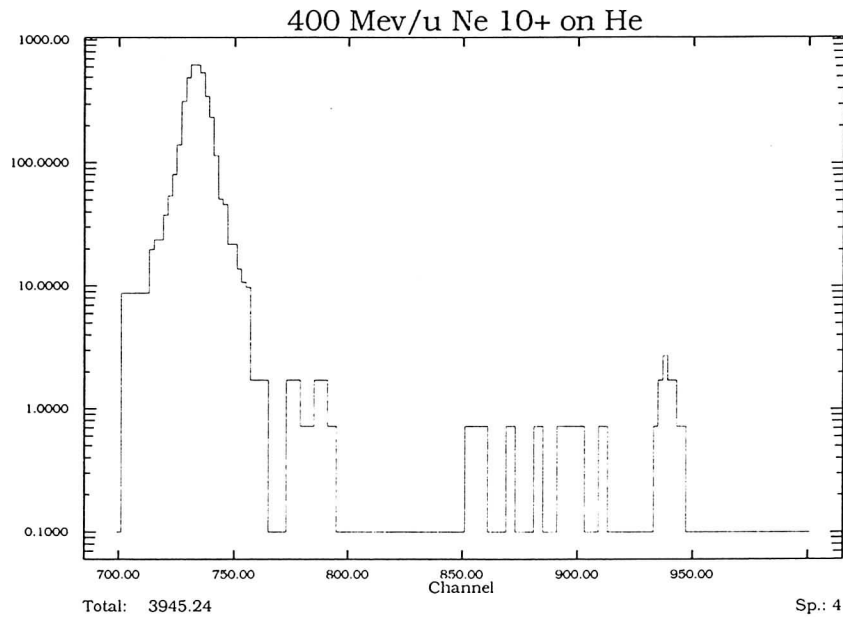


Bild 4.5.1.VI. Zeitspektrum 400 MeV/u Ne^{10+} auf Helium mit Verbesserung der Zeitauflösung

Durch die verschiedenen Bedingungen verliert man zwar an Zählrate, aber die Untergrundunterdrückung und die Softwarekorrektur der Zeitauflösung machen dies wieder wett, so daß jetzt der Ladungszustand des doppelt geladenen Heliums deutlich zu sehen ist und ausgewertet werden kann.

4.5.2. Das Spektrometer als Instrument der Strahlanalyse

Als nützliche Information neben den absoluten Wirkungsquerschnitten liefert das Spektrometer auch noch ein Bild des Strahls. Da die Rückstoßionen mit einer sehr kleinen Anfangsenergie starten, werden sie vom elektrischen Absaugfeld fast senkrecht zur Strahlrichtung zum Detektor hin beschleunigt. Liest man diesen Detektor orts aufgelöst in beide Dimensionen aus, dann erhält man ein Bild des Strahls (Bild 4.5.2.I.). Betreibt man das Spektrometer ohne Edelgas nur mit dem ohnehin im Vakuum vorhandenen Restgas, werden ebenfalls Rückstoßionen erzeugt, allerdings in einer entsprechend dem geringeren Druck deutlich kleineren Anzahl.

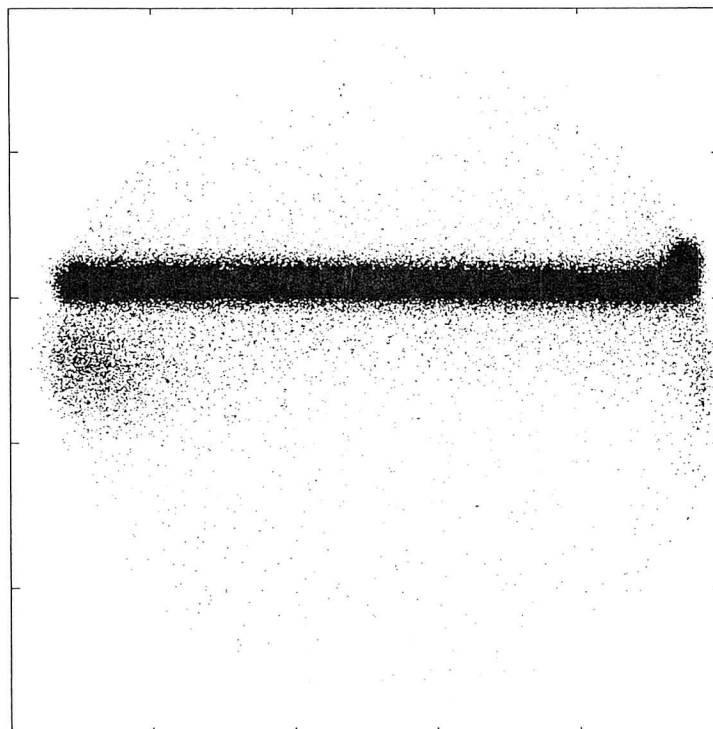


Bild 4.5.2.I. Ortsbild des Strahls

Damit hat man ein Analyseinstrument, das den Strahl vermißt, ohne ihn zusätzlich zu beeinflussen.

Kennt man noch die Wirkungsquerschnitte für die Ionisation des Restgases und den absoluten Druck im Strahlrohr, dann kann man auch Aussagen über die genaue Anzahl von Projektilen im Strahl treffen. Dieses Diagnoseelement ist damit ideal für den Einsatz in allen Beschleunigerstrukturen, in denen ein Projektilstrahl viele Umläufe in einem Ring zirkuliert, also für Synchrotrons und besonders für Speicherringe. Ein ähnliches Spektrometer soll deshalb demnächst im Speicherring ESR der GSI installiert werden (/UNV92/).

4.5.3. Absolute Wirkungsquerschnitte für die Ionisation von Helium, Neon und Argon

Die folgenden Bilder zeigen die absoluten Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen am SIS untersuchten Stoßsysteme 300 MeV/u Bi^{67+} auf Helium, Neon und Argon (Bild 4.5.3.I.a,b,c), 300 MeV/u Bi^{83+} auf Helium (Bild 4.5.3.II), 400 MeV/u Ne^{10+} auf Helium, Neon und Argon (Bild 4.5.3.III.a,b,c), 500 MeV/u Kr^{36+} auf Helium (Bild 4.5.3.IV) und 1000 MeV/u Kr^{36+} auf Helium (Bild 4.5.3.V).

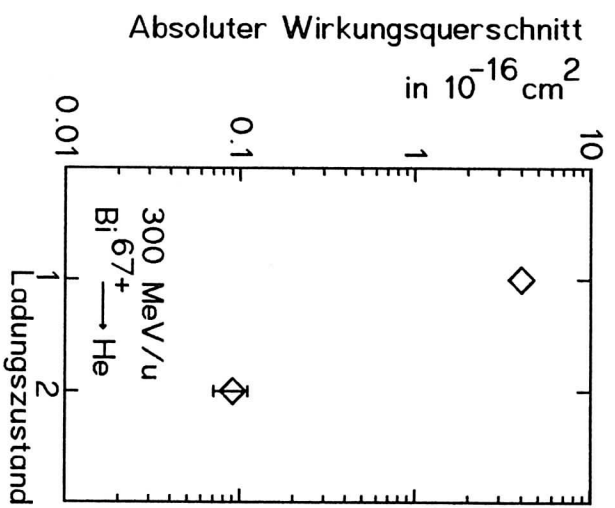


Bild 4.5.3.I.a 300 MeV/u Bi^{67+} auf Helium

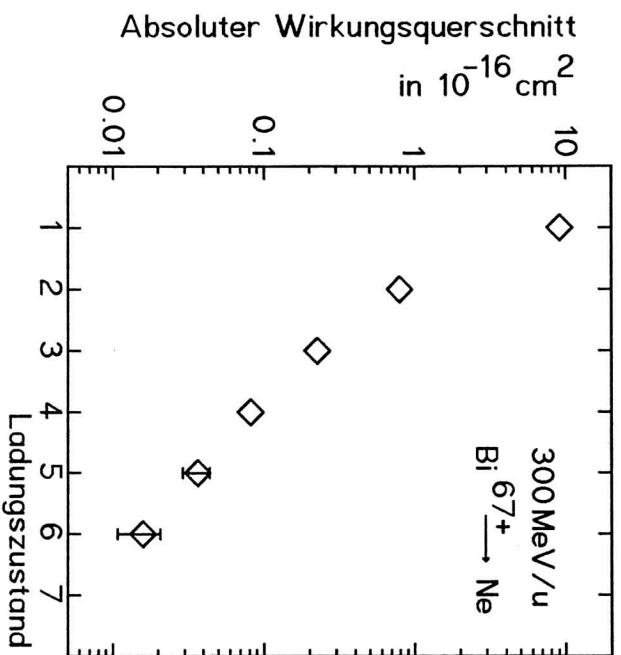


Bild 4.5.3.I.b 300 MeV/u Bi^{67+} auf Neon

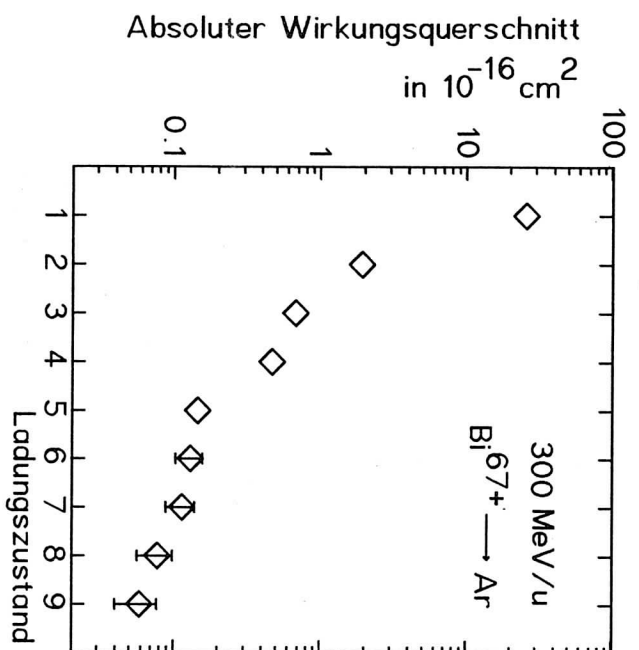


Bild 4.5.3.I.c 300 MeV/u Bi^{67+} auf Argon

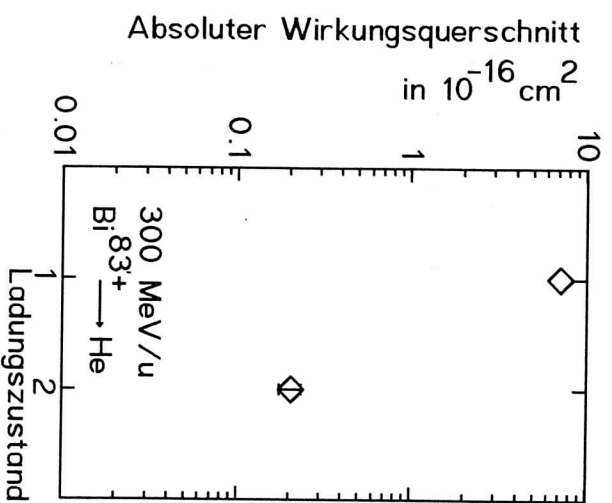


Bild 4.5.3.II. 300 MeV/u Bi^{83+} auf Helium

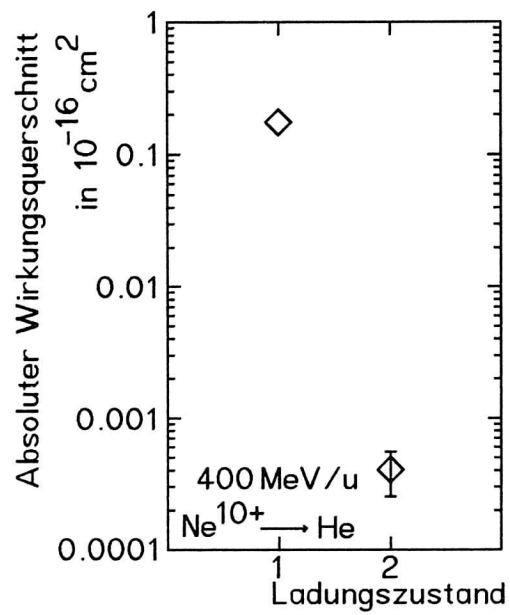


Bild 4.5.3.III.a 400 MeV/u Ne^{10+} auf Helium

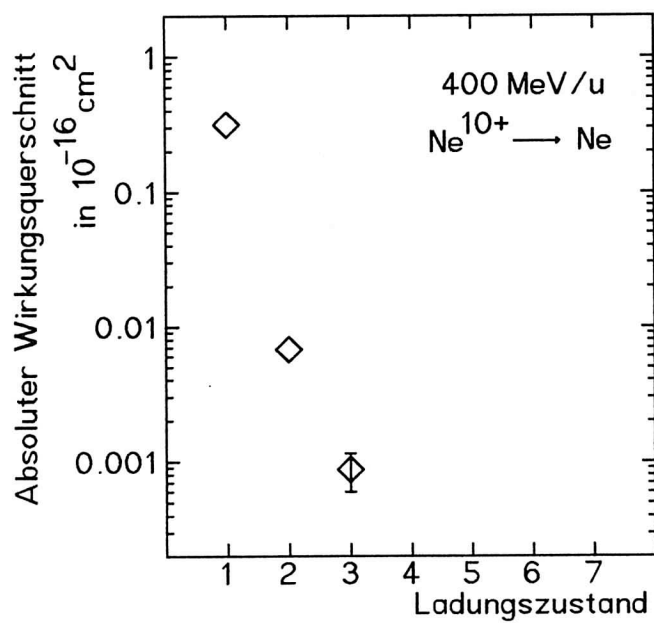


Bild 4.5.3.III.b 400 MeV/u Ne^{10+} auf Neon

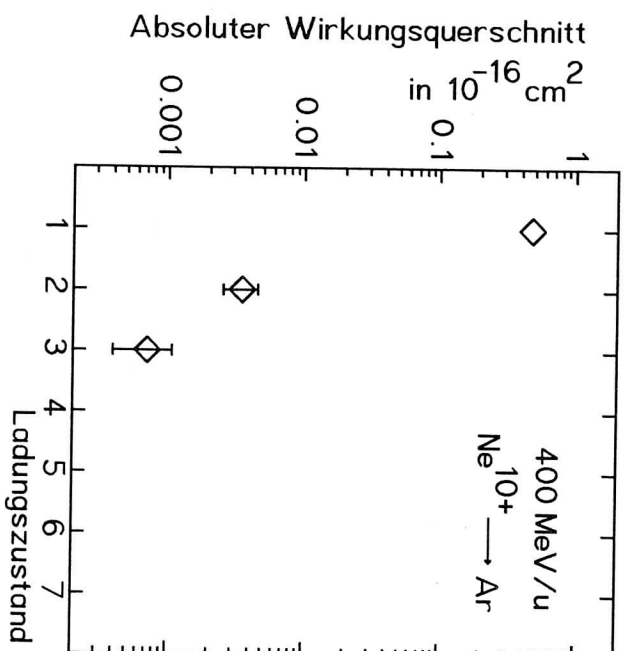


Bild 4.5.3.III.c 400 MeV/u Ne^{10+} auf Argon

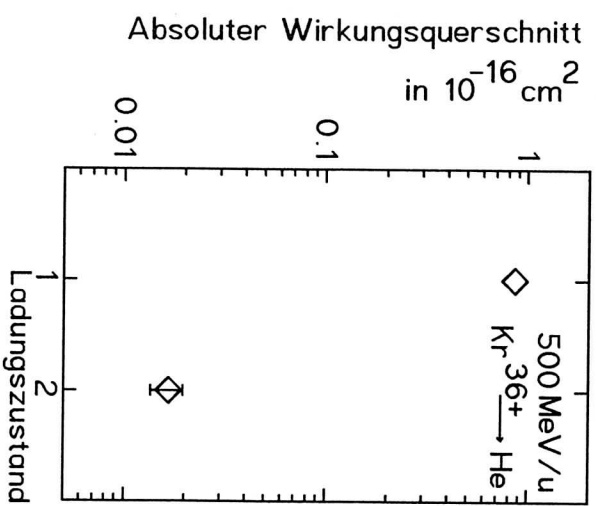


Bild 4.5.3.IV. 500 MeV/u Kr^{36+} auf Helium

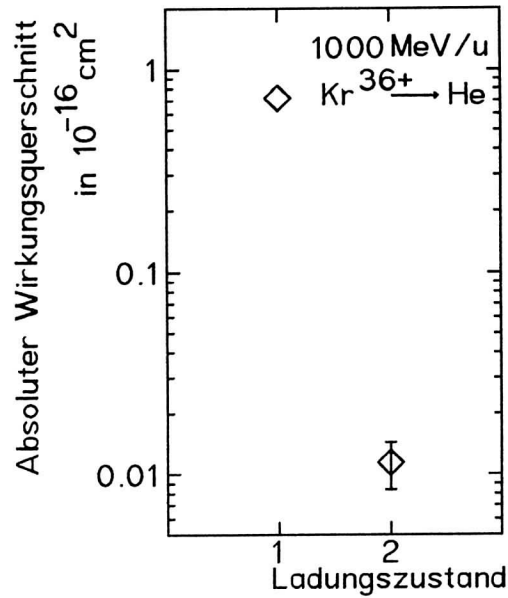


Bild 4.5.3.V. 1000 MeV/u Kr^{36+} auf Helium

4.5.4. Diskussion der Fehler

Die in den vorangegangenen Bildern eingezeichneten Fehler sind wie auch schon vorher die statistischen Fehler. Die Fehler in der absoluten Höhe sind im Vergleich zu den Fehlern der Messung am BEVALAC klein, da am SIS die experimentellen Bedingungen wesentlich kontrollierter sind. So kann man, da das ganze Spektrometer mit dem Targetgas geflutet ist, den absoluten Druck in der Targetzone präzise bestimmen. Die Gastargetlänge läßt sich einfach aus dem Ortsbild des Strahls (Bild 4.5.2.I.) ablesen. Bei der Integration der Zeitpeaks und beim Abzug des Untergrundes kann ein kleiner Fehler auftreten, der aber 5% nicht überschreiten sollte. Einzig die Bestimmung der Anzahl der Projektile über die Pulsernormierung ist mit einer größeren Unsicherheit von etwa 10% behaftet. Für die beiden Stoßsysteme 500 und 1000 MeV/u Kr^{36+} allerdings konnte diese Pulsernor-

mierung nicht gemacht werden, so daß der Fehler in der absoluten Höhe etwa 50% beträgt. Für die übrigen Stoßsysteme summieren sich die Einzelfehler zu einem Gesamtfehler, der kleiner als 20% ist.

5. Diskussion der Ergebnisse

5.1. Vorbemerkung zu relativistischen Geschwindigkeiten in den verwendeten Rechnungen

Nahezu alle bisherigen Rechnungen zur Vielfachionisation wurden für Stoßsysteme durchgeführt, die vergleichsweise niederenergetisch sind, wobei die verwendeten Rechnungen nicht-relativistisch sind. Einzig die CTMC von Eichenauer et al. (EIC81/), die allerdings nur auf die Berechnung von K-Schalenenergien angewendet wurde, ist vollständig relativistisch.

Die Projektilenergie spielt während des Stoßprozesses insofern eine Rolle, als sie die Zeit bestimmt, die die Coulombkraft des Projektils auf das Targetatom wirkt. Die den Stoßprozeß bestimmende Größe ist damit nicht die Energie, sondern die Geschwindigkeit des Projektils. Da in relativistischen Stößen bei linear zunehmender Energie die Geschwindigkeit nicht mehr quadratisch steigt, sollte in den Rechnungen die korrekte relativistische Geschwindigkeit verwendet werden.

Andere relativistische Einflüsse wie Retardierungseffekte werden nicht berücksichtigt, wobei Messungen und Rechnungen von Anholt et al. (/ANH79/) zur Innerschalenionisation ergaben, daß diese Einflüsse selbst für die höchsten Energien, die hier vermessen wurden, nicht größer als etwa 15% sein sollten. Dies liegt unterhalb der experimentellen Meßgenauigkeit.

Als Eingabeparameter verlangen die Rechnungen meistens die Projektilenergie in MeV/u oder in atomaren Einheiten (a.u.). Die Projektilgeschwindigkeit in atomaren Einheiten berechnet sich aus der Energie in MeV/u nach der folgenden Formel:

$$v_{rel}^2 = c^2 \cdot (1 - (1 + E/931.5)^{-2})$$

mit $c=137$ a.u. (Lichtgeschwindigkeit in atomaren Einheiten)

und der Energie in MeV/u.

Verlangt eine Rechnung eine Eingabe der Energie in MeV/u, dann läßt sich eine korrigierte Energie angeben:

$$E_{\text{kor}} = (1 - (1 + E/931.5)^{-2}) \cdot 931.5/2.$$

Die korrigierte Energie E_{kor} ist die äquivalente nicht-relativistische Energie, deren Geschwindigkeit der tatsächlichen relativistischen Geschwindigkeit des Projektils entspricht.

In den SCA-Rechnungen nach Trautmann (siehe Kapitel 2) für die Einfachionisation von Helium wurde die korrigierte Energie verwendet, während die nCTMC-Rechnungen (siehe ebenfalls Kapitel 2) mit der korrekten Geschwindigkeit durchgeführt wurden.

5.2. Totale Ionisationsquerschnitte für Helium, Neon und Argon

5.2.1. Grundlagen und Rechnungen

Unter dem totalen Ionisationsquerschnitt σ^+ eines Stoßprozesses versteht man die Summe aller Ionisationsquerschnitte $\sigma(q)$, gewichtet mit dem Ladungszustand q des erzeugten Rückstoßions:

$$\sigma^+ = \sum_q q \sigma(q).$$

Die physikalische Aussagekraft von totalen Ionisationsquerschnitten ist wegen der Integration über alle Ladungsprozesse natürlich begrenzt. Andererseits haben aber verschiedene Autoren totale Ionisationsquerschnitte vermessen (/BER78/, /HVE80/, /SCH81/, /BE86/) und im Vergleich mit CTMC-Rechnungen ein gewisses Skalierungsverhalten ermittelt, so daß mit Hilfe dieser Daten Aussagen über die quantitative Genauigkeit absoluter Messungen möglich sind. Dieses Skalierungs-

verhalten drückt sich darin aus, daß beim Auftragen von σ^+/q gegen E/q - beziehungsweise besser v^2/q (siehe oben) - alle totalen Wirkungsquerschnitte auf eine universelle Kurve fallen (/SCH81/, /OLS78a/, /OLS78b/). Diese Tatsache wurde für einen großen Geschwindigkeitsbereich von 100 keV/u bis 5 MeV/u, für Projektilladungszustände von 1+ bis 54+ und für die verschiedenen Edelgase und atomaren Wasserstoff verifiziert.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen dehnen den Geschwindigkeits- und den Projektilladungsbereich erstmals bis auf 1000 MeV/u und $q=92$ aus. Zusätzlich wurden Rechnungen mit dem nCTMC-Modell von Olson und für den Fall der Ionisation von Helium auch SCA-Rechnungen und dCTMC-Rechnungen durchgeführt.

Die Bilder 5.2.1.Ia (Helium), 5.2.1.Ib (Neon) und 5.2.1.Ic (Argon) zeigen das Ergebnis der nCTMC-Rechnungen für die

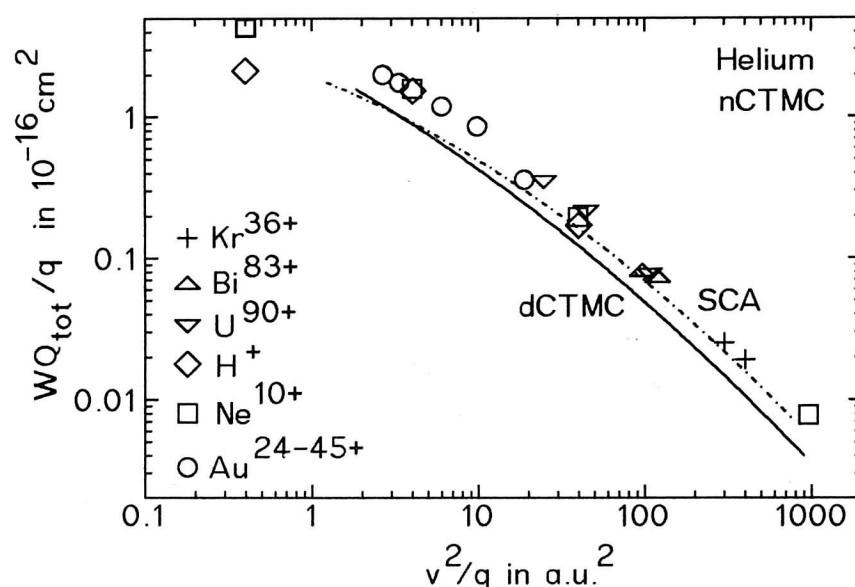


Bild 5.2.1.Ia nCTMC-Rechnungen der totalen Ionisationsquerschnitte verschiedener Projektile auf Helium. Durchgezogene Linie: dCTMC von Meng, strichpunktierte Linie: SCA nach Trautmann

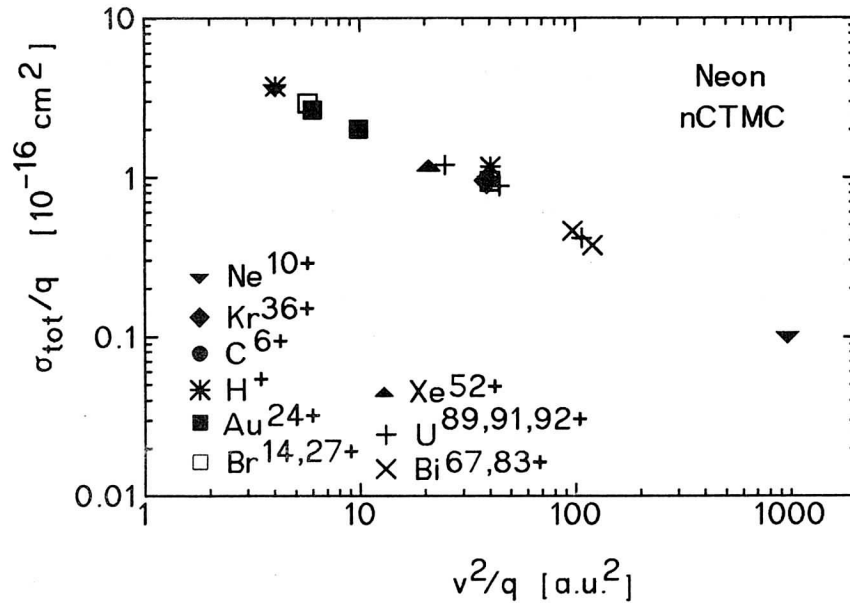


Bild 5.2.1.Ib nCTMC-Rechnungen der totalen Ionisationsquerschnitte verschiedener Projektile auf Neon

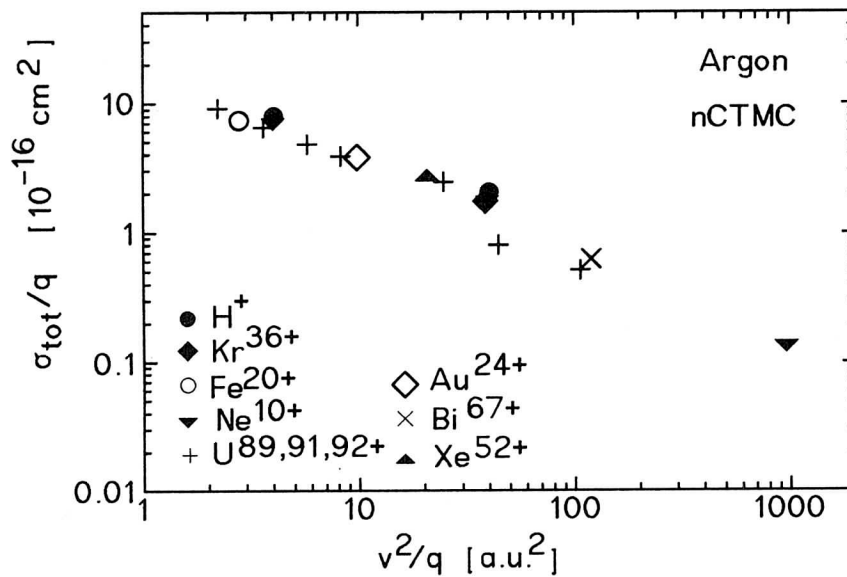


Bild 5.2.1.Ic nCTMC-Rechnungen der totalen Ionisationsquerschnitte verschiedener Projektile auf Argon

verschiedensten Projektile von 10 keV/u H⁺ bis hin zu 400 MeV/u Ne¹⁰⁺, 1000 MeV/u Kr³⁶⁺ und 420 MeV/u U⁹²⁺. Sie belegen, daß das oben beschriebene Skalierungsverhalten

auch durch das nCTMC-Modell bestätigt wird.

Außerdem sind im Bild 5.2.1.Ia Ergebnisse von SCA- und dCTMC-Rechnungen aufgetragen, wobei in der SCA-Rechnung lediglich der Wirkungsquerschnitt für die Einfachionisation ermittelt wurde. Der totale Wirkungsquerschnitt besteht aber aus der Summe der Wirkungsquerschnitte für die q -fache Ionisation multipliziert mit dem Rückstoßionenladungszustand q . Da für große Projektilgeschwindigkeiten der Wirkungsquerschnitt für die Doppelionisation kleiner als fünf Prozent ist, ist der Fehler, der durch das Vernachlässigen der Zweifachionisation entsteht, nur gering. Bei kleinen Projektilenergien erreicht der Doppelionisationsquerschnitt allerdings Werte bis zu 40 % und ist dann natürlich nicht mehr zu vernachlässigen. Dies erkennt man im Bild 5.2.1.Ia im Bereich von $v^2/q < 5 \text{ a.u.}^2$.

Die dCTMC-Rechnungen wurden auf eine korrekte Berechnung der Zweifachionisation optimiert, wobei allerdings Meng et al. (/MEN93/) für das Stoßsystem H^+ auf Helium für die Einfachionisation keinen Unterschied zwischen den Ergebnissen der dCTMC- und der nCTMC-Rechnung feststellen konnten. Bei den hier betrachteten schwereren Projektilen liegen dagegen die totalen Wirkungsquerschnitte deutlich sowohl unter den Ergebnissen der nCTMC als auch unter den experimentellen Daten.

Die nCTMC-Rechnungen berücksichtigen in gewisser Weise die nach einem Stoß ablaufenden Augerprozesse, wobei - wie schon in Kapitel 2.1.2 beschrieben - die Anregungsenergie aller verbleibenden Elektronen addiert wird, um so weitere Elektronen zu ionisieren. Dieser Prozeß des Verwendens der gesamten Anregungsenergie zur Ionisation weiterer Elektronen ist aber in der Realität sehr unwahrscheinlich, da sich das verbleibende Ion zum Teil auch über das Aussenden von γ -Quanten in den Grundzustand begeben wird. Deshalb stellen die mit dem nCTMC-Modell berechneten Wirkungsquerschnitte unter Einschluß eines derartigen 'Auger'-Prozesses nur eine obere Grenzen dar. Da in den Rechnungen auch der Wirkungsquerschnitt für die Ionisation ohne die nachfolgen-

de Autoionisation ermittelt werden kann, sind in den Bildern 5.2.1.IIa, 5.2.1.IIb und 5.2.1.IIc die Wirkungsquer-

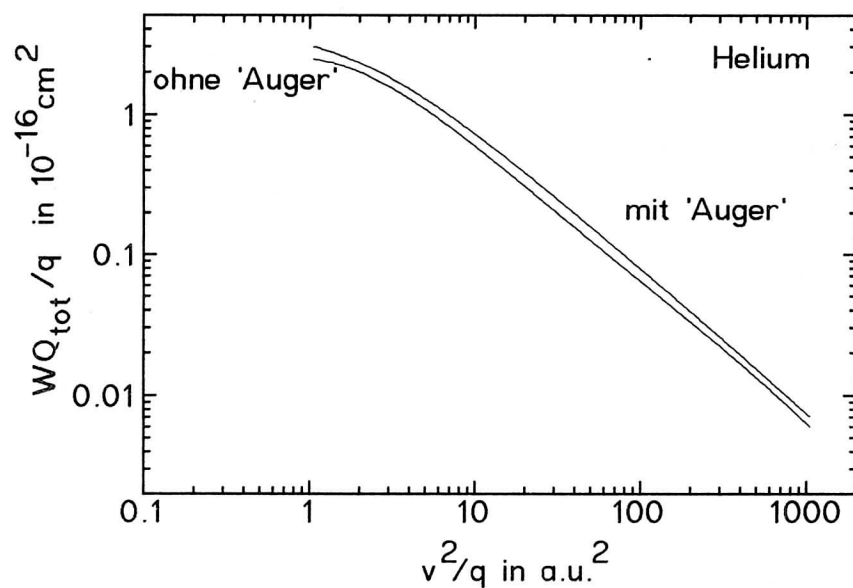


Bild 5.2.1.IIa Einfluß des gerechneten Augerprozesses auf den totalen Wirkungsquerschnitt bei der Ionisation von Helium im nCTMC-Modell

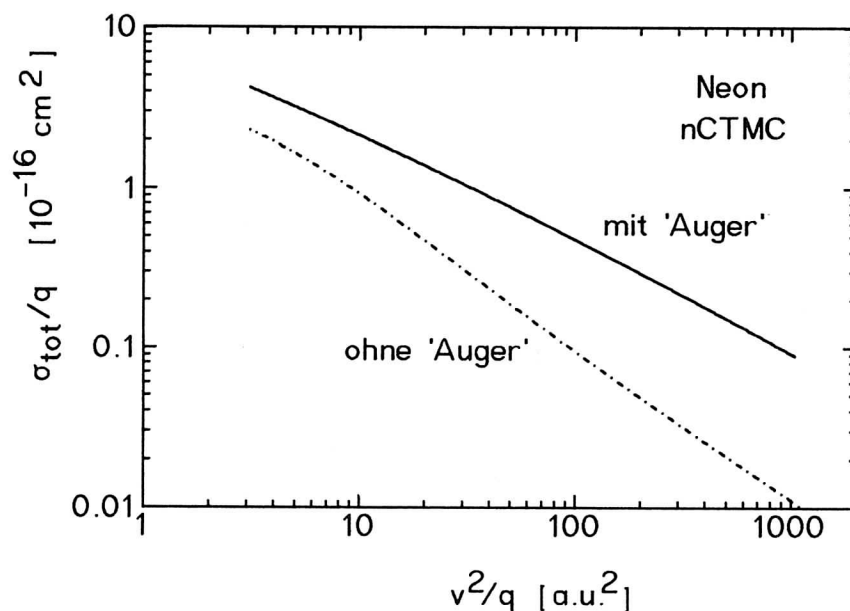


Bild 5.2.1.IIb Einfluß des gerechneten Augerprozesses auf den totalen Wirkungsquerschnitt bei der Ionisation von Neon im nCTMC-Modell

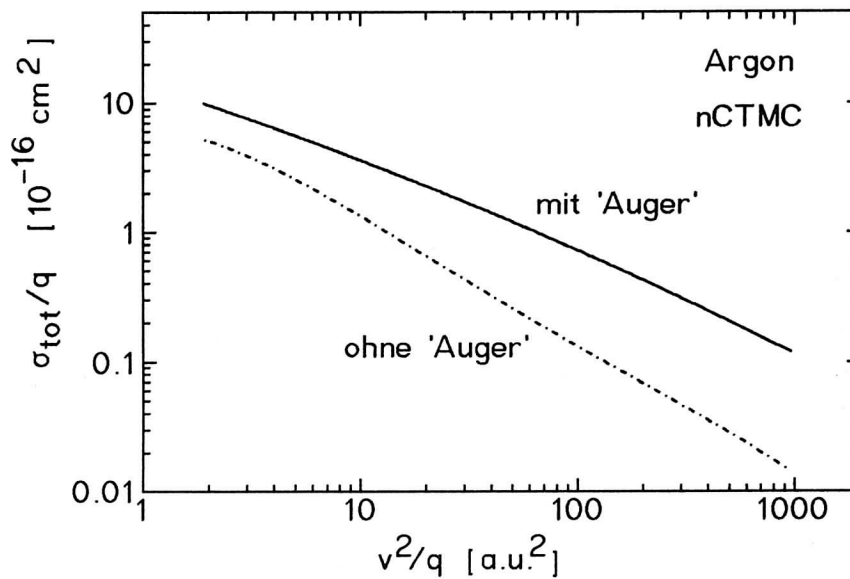


Bild 5.2.1.IIc Einfluß des gerechneten Augerprozesses auf den totalen Wirkungsquerschnitt bei der Ionisation von Argon im nCTMC-Modell

schnitte für die verschiedenen Stoßsysteme mit und ohne die Einbeziehung der Augerprozesse dargestellt (für die errechneten Werte wurde ein least-square-fit durchgeführt). Man erkennt deutlich, daß der Unterschied für die Ionisation von Helium wie zu erwarten gering ist, während bei den Vielelektronentargets Neon und Argon insbesondere bei großem v^2/q beträchtliche Differenzen auftreten. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte sollten in dem Bereich liegen, der durch die beiden Geraden begrenzt wird.

Da es zur Zeit keine theoretischen Modellrechnungen gibt, welche die Autoionisationsbeiträge zum totalen Ionisationswirkungsquerschnitt eines Targets beim Beschuß mit hochenergetischen Schwerionen konsistent mit einbeziehen, wird offensichtlich, daß die hier ermittelten experimentellen Querschnitte zum detaillierten Verständnis des Vorgangs der Targetionisation unerlässlich sind.

5.2.2. Vergleich mit den experimentellen Wirkungsquerschnitten

Bild 5.2.2.I zeigt die Ergebnisse unserer Messungen der totalen Wirkungsquerschnitte verschiedener Schwerionen auf Helium, wobei als Vergleich Ergebnisse von Shah und Gilbody (/SHA85/) mit Protonen als den leichtesten Projektilen her-

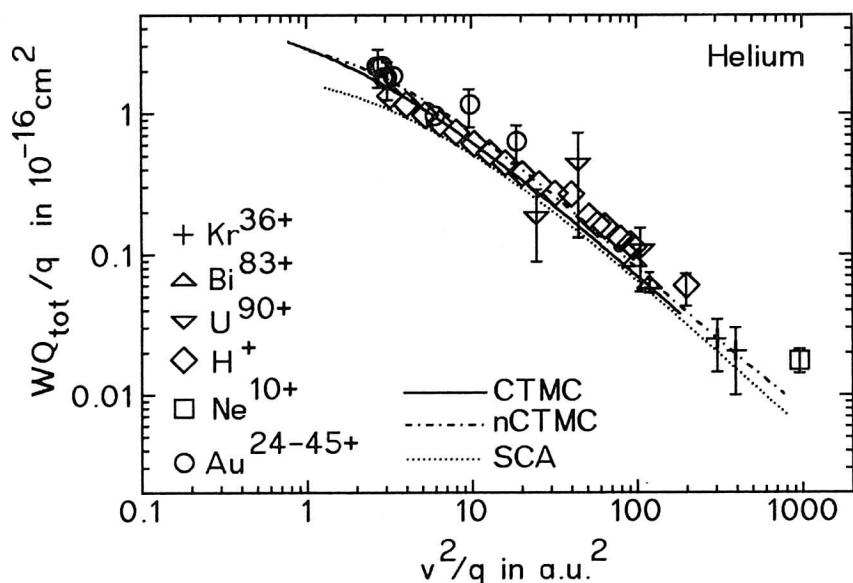


Bild 5.2.2.I Totale Ionisationswirkungsquerschnitte für Helium in Abhängigkeit von der skalierten Geschwindigkeit v^2/q im Vergleich mit CTMC- und nCTMC-Rechnungen (nCTMC mit Augerprozeß)

angezogen wurden. Außerdem sind Ergebnisse älterer CTMC-Rechnungen aus /SCH81/ und von oben beschriebenen nCTMC-Rechnungen (mit Augerprozeß) eingetragen. Zunächst ist deutlich zu erkennen, daß unter der Anwendung dieser Skalierung die Meßwerte auch für relativistische Projektilenergien innerhalb der Fehlergrenzen auf eine gemeinsame Kurve fallen. Dies zeigt einerseits, daß die klassische Skalierung auch für relativistische Schwerionen als Projektile gültig bleibt, und liefert andererseits die Möglichkeit, den totalen Ionisationsquerschnitt für beliebige Stoßsystem im Rahmen einer Genauigkeit von etwa 30% durch einfaches

Ablesen ermitteln zu können.

Die Rechnungen geben die experimentellen Werte ebenfalls gut wieder. Für große Projektilenergien unterschätzt allerdings die nCTMC-Rechnung die gemessenen Wirkungsquerschnitte. Hier erkennt man die in der vollständig klassischen Behandlung des Targetatoms begründete Schwäche dieses Modells. Wie schon in Kapitel 2.1.2. dargelegt wurde, wird die mikrokanonische Ortsverteilung der Elektronen durch die Keplerbahnen bestimmt, auf denen diese Elektronen sich bewegen. Die quantenmechanische Ortsverteilung hat dagegen eine wesentlich größere Ausdehnung. Deshalb werden in den klassischen Rechnungen diejenigen Prozesse unterschätzt, die bei großen Stoßparametern ablaufen. Der dominante Beitrag für den totalen Querschnitt ist aber die Einfachionisation, die primär bei großen Stoßparametern stattfindet. Dies ist möglicherweise ein Grund dafür, daß der totale Querschnitt etwas zu niedrig berechnet wird.

Die Bilder 5.2.2.II und 5.2.2.III zeigen die totalen Wirkungsquerschnitte für die Targets Neon und Argon jeweils wieder im Vergleich mit CTMC- und nCTMC-Rechnungen und verschiedenen Meßergebnissen von Schlachter et al. (/SCH81/), Be et al. (/BE86/), Tonuma et al. (/TON85/ und /TON86/), Tawara et al. (/TAW90/), Müller et al. (/MÜL87/), Ullrich et al. (/ULL84/, /ULL86/, /ULL87/), Gray et al. (/GRA80/), Cocke (/COC79/), Kelbch et al. (/KEL84/, /KEL86/, /KEL89/), Berg et al. (/BER88/), Hennecart et al. (/HEN89/) und Andersen et al. (/AND87/).

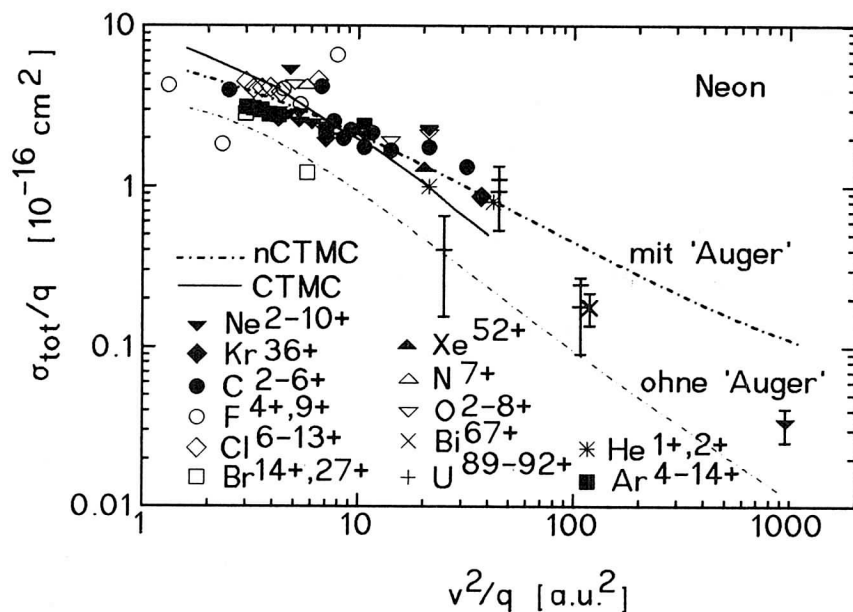


Bild 5.2.2.II Totale Ionisationsquerschnitte für Neon in Abhängigkeit von der skalierten Geschwindigkeit v^2/q im Vergleich mit CTMC- und nCTMC-Rechnungen (nCTMC mit und ohne Augerbeitrag)

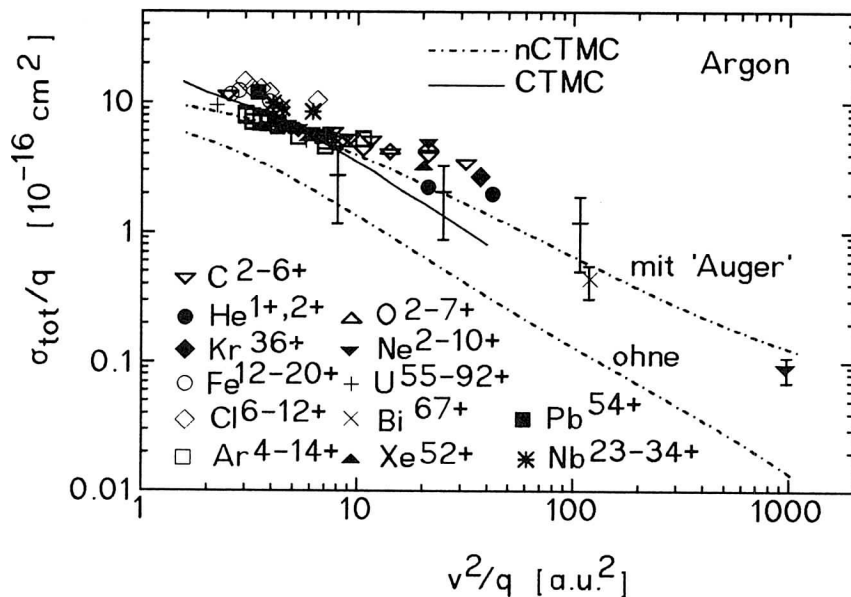


Bild 5.2.2.III Totale Ionisationsquerschnitte für Argon in Abhängigkeit von der skalierten Geschwindigkeit v^2/q im Vergleich mit CTMC- und nCTMC-Rechnungen (nCTMC mit und ohne Augerbeitrag)

Auch für die Targets Neon und Argon erkennt man, daß die Meßwerte innerhalb der experimentellen Genauigkeit auf eine gemeinsame Kurve fallen, so daß hier wieder Voraussagen über den totalen Wirkungsquerschnitt beliebiger Stoßsysteme möglich sind. Aufgrund nur begrenzt zur Verfügung stehender Strahlzeit konnten für die Targets Neon und Argon nur einige erste Datenpunkte gemessen werden, so daß sicherlich weitere Messungen folgen sollten.

Die Rechnungen geben auch hier den ungefähren Verlauf der experimentellen Querschnitte wieder. Da durch den großen Beitrag der Autoionisation die Unsicherheit in der absoluten Höhe relativ groß ist, liefern die Rechnungen aber anders als beim Helium keine hohe Genauigkeit. Zu den Rechnungen zum Target Argon ist zu sagen, daß aus Gründen der Rechenzeit nur die äußersten zehn Elektronen berücksichtigt wurden. Dadurch ist der gerechnete absolute Querschnitt eventuell etwas zu niedrig.

5.2.3. Skalierungsformeln für die totalen Wirkungsquerschnitte

Zum schnellen Abschätzen von totalen Wirkungsquerschnitten im Bereich von hohen Projektilenergien ist es vorteilhaft, wenn einfache Skalierungsformeln herangezogen werden können. Dies ist nicht nur für anwendungsorientierte Experimente interessant (zum Beispiel Strahlenschäden in Materialien oder in biologischen Organismen), sondern ist insbesondere auch zur Normierung des schon in der Einleitung erwähnten Rückstoßionen-Strahlprofilmonitors (/UNV92/) sehr wichtig. Da die totalen Wirkungsquerschnitte in den reduzierten Koordinaten σ_{total}/q und v^2/q für jedes Targetgas auf eine gemeinsame Kurve fallen, ist die Angabe einer einfachen Skalierungsformel möglich (siehe auch die Diskussion in /JAN92/).

Für schnelle Stöße ist der dominante Beitrag zum totalen Querschnitt die Einfachionisation. In der Bornschen Näherung ist der Wirkungsquerschnitt dann proportional zu

q^2/v^2 . Für hohe Projektilgeschwindigkeiten benötigt man zusätzlich noch eine Korrektur, die die Beiträge aus großen Stoßparameterbereichen richtig berücksichtigt, und erhält dann folgende Proportionalität (/JAN80/):

$$\sigma \approx q^2/v^2 \cdot \ln(v^2/q).$$

Unter Verwendung der reduzierten Koordinaten

$$\sigma^* = \sigma/q \quad \text{und} \quad E^* = v^2/q$$

ergibt sich daraus

$$\sigma^* \approx 1/E^* \cdot \ln(E^*).$$

Aus dem Vergleich mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten läßt sich aus dieser Proportionalität eine Skalierungsformel für die drei Edelgase Helium, Neon und Argon gewinnen, die für den gesamten Hochenergiebereich $v^2/q > 10 \text{ a.u.}^2$ gültig ist.

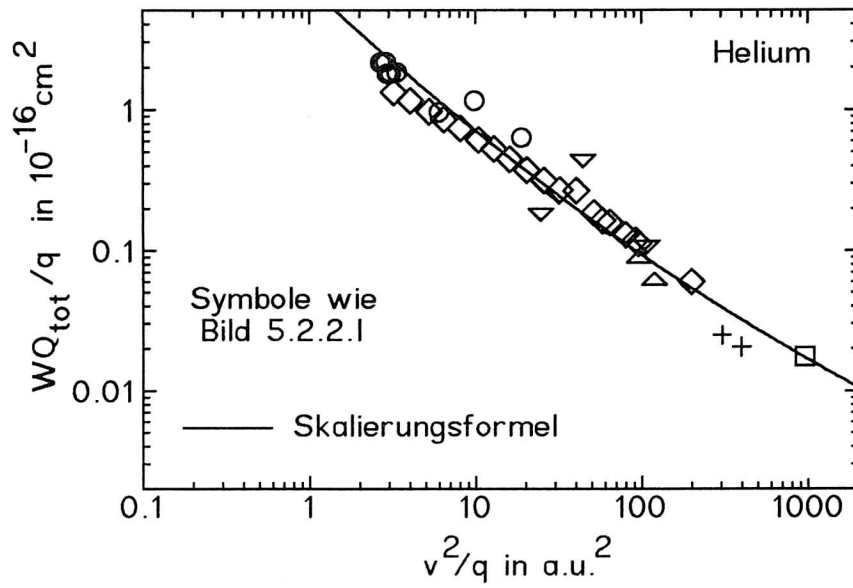
$$\text{Helium: } \sigma^*_{\text{total}} = 7.05/E^* \cdot \ln(e + 8.6 \cdot 10^{-3} \cdot E^*) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$$

$$\text{Neon: } \sigma^*_{\text{total}} = 22.4/E^* \cdot \ln(e + 1.6 \cdot 10^{-3} \cdot E^*) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$$

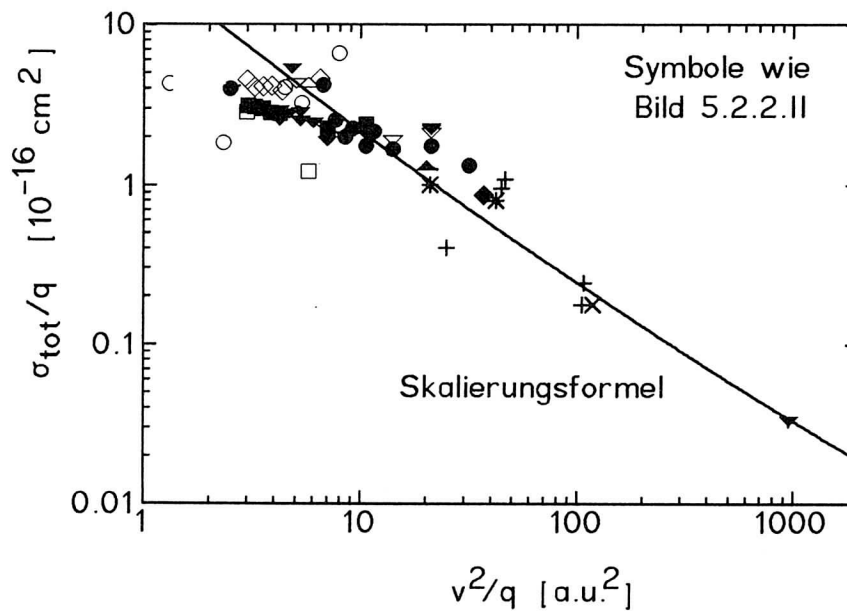
$$\text{Argon: } \sigma^*_{\text{total}} = 56.0/E^* \cdot \ln(e + 2.0 \cdot 10^{-3} \cdot E^*) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$$

mit $e=2.7183$.

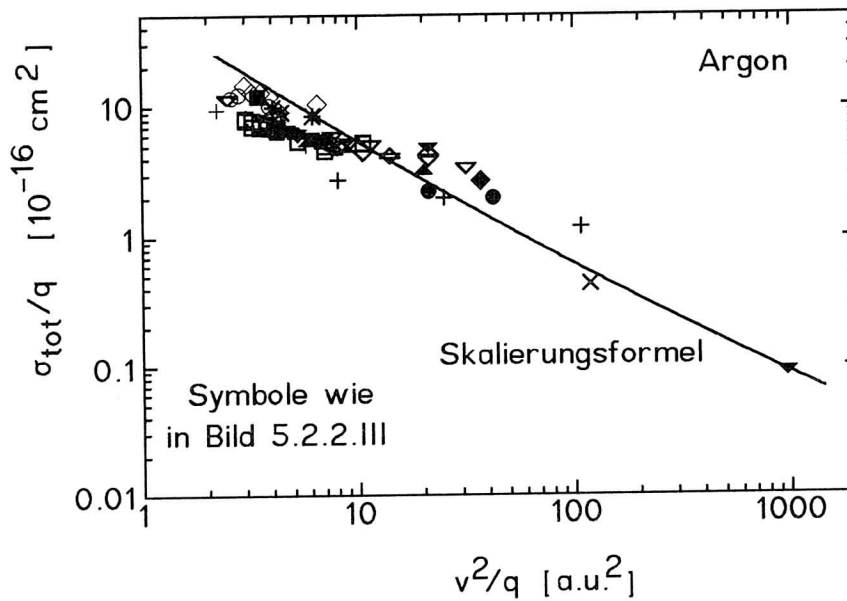
Die Bilder 5.2.3.I (Helium), 5.2.3.II (Neon) und 5.2.3.III (Argon) zeigen einen Vergleich aller gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte mit den entsprechenden Skalierungsformeln und belegen, daß die Formeln für hohe Projektilgeschwindigkeiten sinnvoll sind.



5.2.3.I Vergleich der experimentell bestimmten totalen Wirkungsquerschnitte mit der Skalierungsformel für das Target Helium



5.2.3.II Vergleich der experimentell bestimmten totalen Wirkungsquerschnitte mit der Skalierungsformel für das Target Neon



5.2.3.III Vergleich der experimentell bestimmten totalen Wirkungsquerschnitte mit der Skalierungsformel für das Target Argon

5.3. Absolute Wirkungsquerschnitte für Helium

Nach der Bestimmung der totalen Ionisationsquerschnitte sind die Wirkungsquerschnitte für die Vielfachionisation, in denen der Endladungszustand des Rückstoßions ermittelt wird, die am einfachsten zu messenden differentiellen Wirkungsquerschnitte. Für den in dieser Arbeit untersuchten hochenergetischen Geschwindigkeitsbereich ist diese Art der differentiellen Messung auch die bisher einzige Möglichkeit, den Ablauf der Ionisationsprozesse genauer zu analysieren. Messungen, die differentiell im Endladungszustand oder im Stoßparameter des Projektils sind, sind wegen der dazu benötigten großen magnetischen Feldstärken beziehungsweise des Fehlens von sehr langen Projektilflugstrecken nicht möglich. Allerdings sind Messungen des Rückstoßionen-

impulses mit der RIMS-Methode (recoil ion momentum spectroscopy) am SIS geplant (für eine detaillierte Beschreibung dieser Methode sei auf die Dissertation von J. Ullrich (/ULL87/) verwiesen).

5.3.1. Einfachionisation von Helium

5.3.1.1. Geschwindigkeitsabhängigkeit der Einfachionisation

Bild 5.3.1.1.I zeigt die Wirkungsquerschnitte für die Einfachionisation von Helium, wobei hier genauso wie im Fall der totalen Wirkungsquerschnitte die skalierten Wirkungsquerschnitte $\sigma(1+)/q$ gegen die skalierte Energie v^2/q aufgetragen sind.

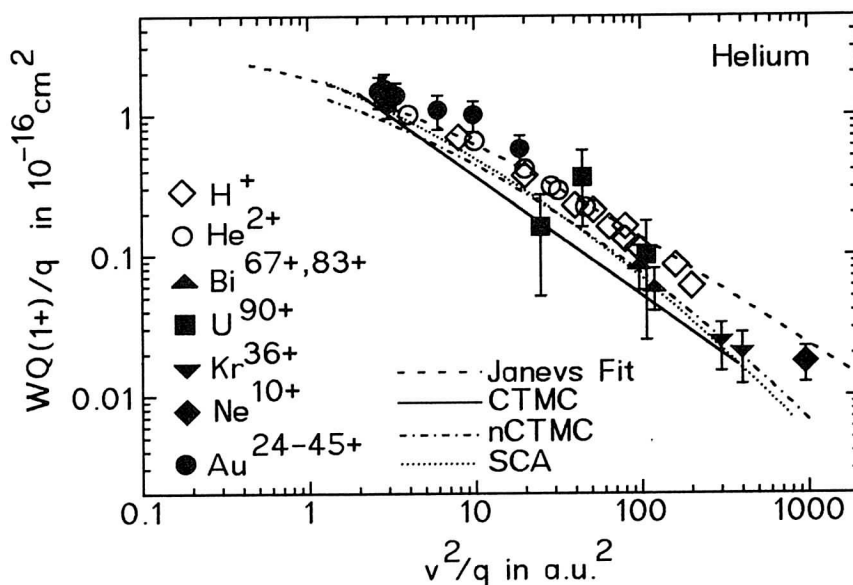


Bild 5.3.1.1.I Einfachionisationsquerschnitte für Helium

Eingezeichnet sind die Ergebnisse der Messungen am UNILAC für $\text{Au}^{24+ - 54+}$ bei den Energien 3.6, 5.9 und 11.4 MeV/u (volle Kreise), 60, 120 und 420 MeV/u U^{90+} (volle Quadrate), 300 MeV/u $\text{Bi}^{67+, 83+}$ (volle Dreiecke, Spitze oben), 500 und 1000 MeV/u Kr^{36+} (volle Dreiecke, Spitze unten) und

400 MeV/u Ne^{10+} (volle Raute). Zu diesen Meßpunkten wurden noch Daten für Protonen (offene Rauten) von Shah und Gilbody (/SHA85/) und Knudsen et. al. (/KNU84/) und für Helium (offene Kreise) von Shah und Gilbody (/SHA85/) hinzugefügt. Ein Vergleich aller Daten macht deutlich, daß auch für den Fall der Einfachionisation alle Meßpunkte in der oben beschriebenen Skalierung im Rahmen der experimentellen Unsicherheiten auf eine gemeinsame Kurve fallen.

Die ebenfalls eingezeichnete CTMC-Theorie von McKenzie et. al. (/MCK87/) beruht auf einem Modell des Heliumatoms, in dem das unabgeschirmte Kernpotential auf die beiden sich genau gegenüberstehenden Elektronen wirkt, wobei die Wechselwirkung der Elektronen miteinander vollständig berücksichtigt wird. Die nCTMC- und SCA-Rechnungen folgen ebenso wie Janevs Fit der Beschreibung in Kapitel 2.

Beiträge aus Einfangkanälen, die auch zum Einfachionisationswirkungsquerschnitt beitragen könnten und in einigen der verwendeten Theorien nicht berücksichtigt sind, sind vernachlässigbar. So ist zum Beispiel der kinematische Einfang bei 1000 MeV/u Kr^{36+} kleiner als 10^{-27} cm^2 und der radiative Elektroneneinfang (REC) etwa 10^{-24} cm^2 . Für sehr hochgeladene Projektile wie U^{90+} liegen beide Prozesse in der gleichen Größenordnung von etwa 10^{-22} cm^2 . Da sowohl die Einfach- als auch die Doppelionisationsquerschnitte größer als 10^{-18} cm^2 sind, ist durch diese Prozesse kein nennenswerter Beitrag zu erwarten, so daß der Fehler in den Theorien, die Einfangprozesse vernachlässigen, gering ist.

Alle drei verwendeten Theorien geben den Einfachionisationsquerschnitt innerhalb der Fehlergrenzen bis auf einen Faktor 2 gut wieder, wobei SCA und nCTMC in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit wie erwartet mit etwa $1/E$ abfallen. Die CTMC-Rechnung fällt flacher ab, allerdings wurden hier nur die Werte im Bereich zwischen $v^2/q=1$ und $v^2/q=50$ berechnet und dann extrapoliert. Die experimentellen Werte fallen in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit mit $1/E^{1.7}$ hingegen etwas flacher ab. Allerdings läßt sich innerhalb der Fehlergrenzen hier keine genauere Aussage treffen.

Im Bereich kleinerer Energien beziehungsweise größerer Pro-

jektilladungen wurden die Wirkungsquerschnitte genauer vermessen. Außerdem existieren hier wesentlich mehr absolute Daten für die Ionisation von Helium, da dieser Bereich der Beschleunigertechnologie schon vergleichsweise lange zugänglich ist.

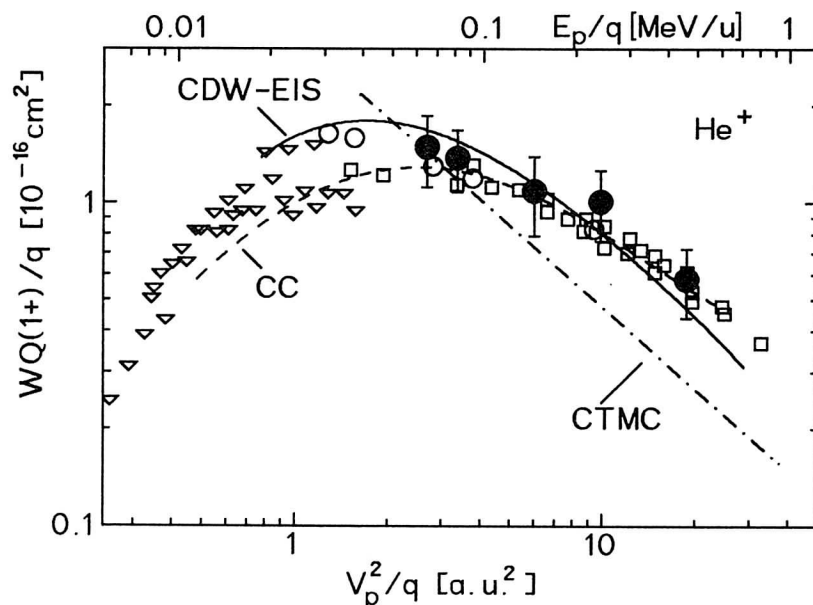


Bild 5.3.1.1.II Einfachionisationsquerschnitte für Helium bei kleinen Geschwindigkeiten. Ergebnisse dieser Arbeit für 3.6, 5.9, 11.4 MeV/u Au^{24+} (volle Kreise), Ergebnisse aus /HAU82a/ (offene Quadrate), /MCG87/ (offene Kreise und /DAT90/ (offene Dreiecke)

Die theoretischen Ergebnisse aus Bild 5.3.1.1.II stammen aus gekoppelten Kanalrechnungen von Janev et al. (/JAN80/, gestrichelte Linie), von Continuum-Distorted-Wave - Eikonal- Initial-State-Rechnungen (CDW-EIS) von Fainstein et al. (/FAI91/, durchgezogene Linie) und wieder aus den CTMC-Rechnungen von McKenzie et al. (/MCK87/, strichpunktierte Linie). Die Wirkungsquerschnitte für Gold sind trotz des großen Unterschieds im Projektilladungszustand in sehr guter Übereinstimmung mit den Daten für leichte Projektile,

so daß man davon ausgehen kann, daß auch in diesem Geschwindigkeitsbereich in guter Näherung eine gemeinsame Kurve existiert, auf die alle Wirkungsquerschnitte fallen. Die experimentellen Daten sind ebenfalls in guter Übereinstimmung mit den beiden quantenmechanischen Rechnungen, die beide auch Beiträge höherer Ordnung der Bornschen Reihe berücksichtigen und daher diesen Bereich von vergleichsweise großen Störungen gut beschreiben. Da die beiden Theorien im gemessenen Bereich nicht mehr als 20% voneinander abweichen, kann man trotz der für eine Absolutnormierung guten Genauigkeit von ebenfalls 20% keine der beiden favorisieren. Hierfür wären noch genauere Messungen nötig. Interessant ist, daß ähnlich wie bei den Einfangsquerschnitten das Maximum der skalierten Wirkungsquerschnitte etwa im Bereich der Geschwindigkeit der Elektronen in der K-Schale des Heliums liegt.

Bisher wurden nur die Wirkungsquerschnitte für einige der bisher vermessenen Stoßsysteme gezeigt, nämlich die, in denen vollständig ionisierte Projektilionen verwendet wur-

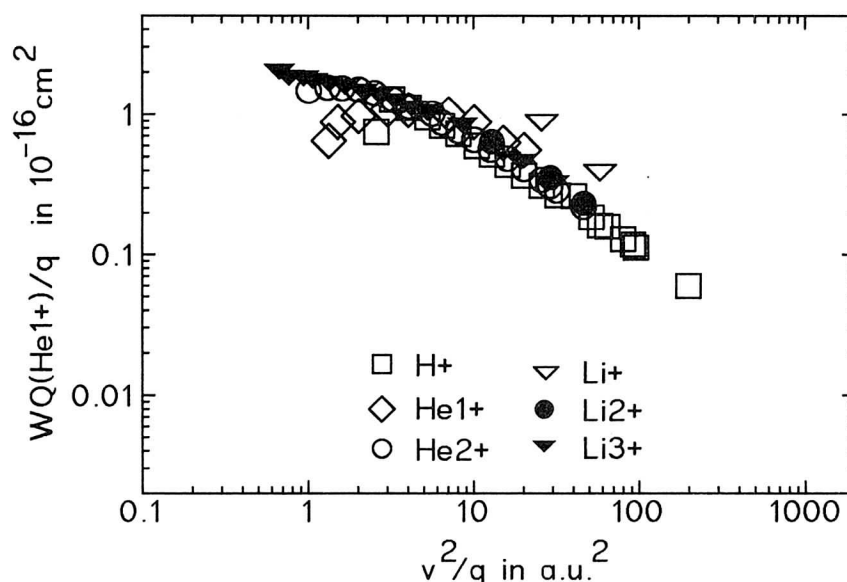


Bild 5.3.1.1.IIIa: Einfachionisationsquerschnitte für leichte Projektilen (aus /AND87/, /SHA85/, /KNU84/, /DUB88/) in Abhängigkeit von der skalierten Geschwindigkeit v^2/q

den. Dadurch wurden mögliche Einflüsse von noch am Projektil befindlichen Elektronen ausgeschaltet. Rechnungen mit dem nCTMC-Modell von Olson (/OLS91/), bei denen sowohl vollständig ionisierte Projektile als auch Projektile mit derselben Ladung aber noch einigen verbliebenen Rumpfelektronen verwendet wurden, haben gezeigt, daß sogenannte 'core'-Effekte durch diese am Projektil gebundenen Elektronen für die Einfachionisation keine Rolle spielen. Dies wird durch die Bilder 5.3.1.1.IIIa,b,c belegt, die die bekannten Daten für die Einfachionisation von Helium durch

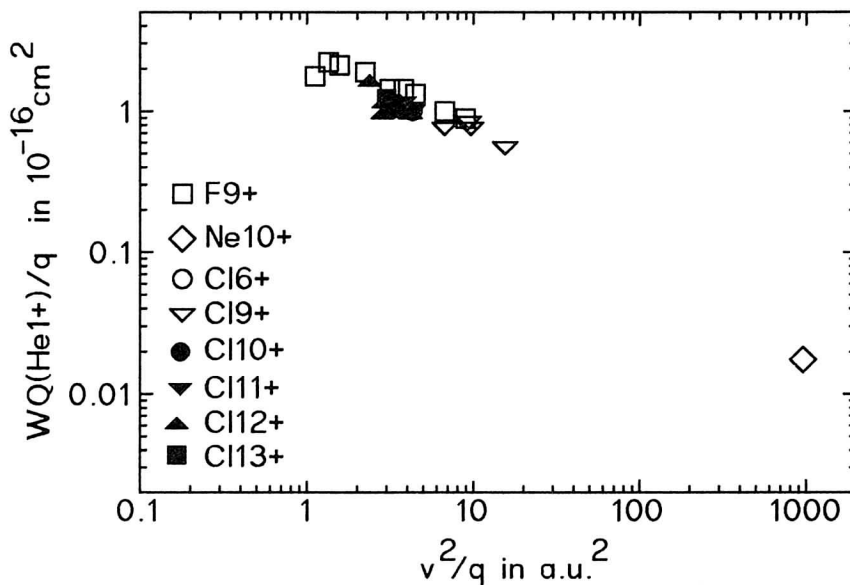


Bild 5.3.1.1.IIIb: Einfachionisationsquerschnitte für mittelschwere Projektile (aus /SHI93/, /COC79/ und dieser Arbeit) in Abhängigkeit von der skalierten Geschwindigkeit v^2/q

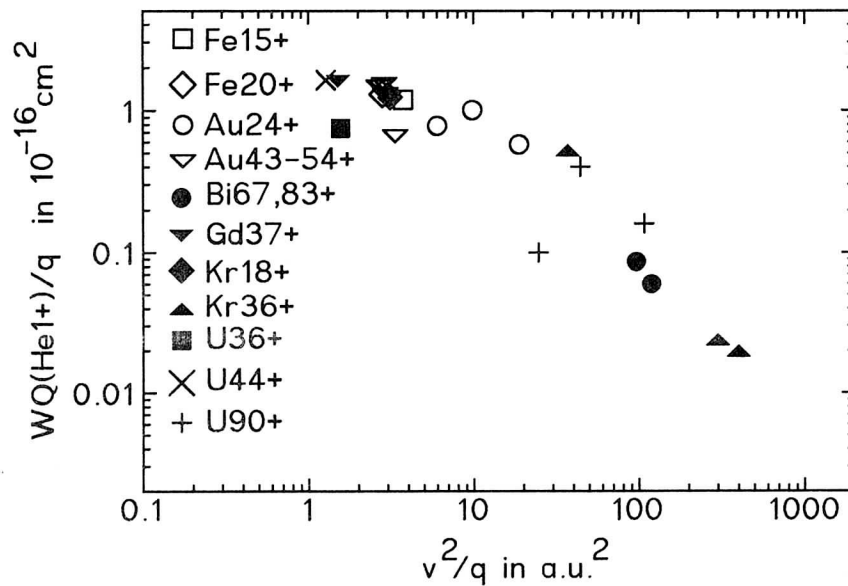


Bild 5.3.1.1.IIIc: Einfachionisationsquerschnitte für schwere Projektile (aus /MCG87/, /HEN89/ und dieser Arbeit) in Abhängigkeit von der skalierten Geschwindigkeit v^2/q

leichte (5.3.1.1.IIIa), mittelschwere (5.3.1.1.IIIb) und schwere Projektile (5.3.1.1.IIIc) zeigen.

Innerhalb der Meßgenauigkeit können keine signifikanten Unterschiede im Ionisationswirkungsquerschnitt für Projektile gleicher ionischer, jedoch unterschiedlicher Kernladung festgestellt werden, so daß auch experimentell nachgewiesen ist, daß die oben erwähnten 'core'-Effekte für die Beschreibung der Einfachionisation von Helium unwichtig sind.

Dies ist übrigens nicht so bei der Betrachtung von differentiellen Wirkungsquerschnitten für die Einfachionisation. So sieht man etwa für die Elektronenemission völlig unerwartete und große Einflüsse von zusätzlichen Projektilelektronen (siehe zum Beispiel die Dissertation von C. Kelbch (/KEL91/)). Erst die Integration über alle Elektronenenergien verwischt diese Einflüsse.

5.3.1.2. Ladungsabhängigkeit der Einfachionisation von Helium

Zur Untersuchung der Abhängigkeit des Einfachionisationswirkungsquerschnitts von der Projektilladung q wurde diese bei einer festen Energie von 3.6 MeV/u zwischen $q=24$ und $q=54$ variiert, wobei als Projektil immer Gold verwendet wurde.

Untersuchungen von McGuire et al. (/MCG87/) haben gezeigt, daß die Verwendung der ersten Bornschen Näherung zur Berechnung der Einfachionisation nur dann gerechtfertigt ist, wenn die Projektilgeschwindigkeit v groß ist und die Ladung q klein, oder in anderen Worten, wenn das Verhältnis von Projektilenergie zu -ladung größer ist als $v^2/q=4/q$ a.u.² (in Einheiten der Energie $E/q=0.1/q$ MeV/u). Für kleinere Werte von v^2/q sind Abweichungen vom der q^2 -Skalierung der ersten Bornschen Näherung zu erwarten.

Für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Stoßsysteme 3.6 MeV/u Au^{24+} - $^{54+}$ gilt für das Verhältnis $v^2/q=6.01$ a.u.² (Au^{24+}) beziehungsweise $v^2/q=2.67$ a.u.² (Au^{54+}). Beide Werte liegen wesentlich über dem von McGuire geforderten Kriterium von $v^2/q=0.167$ a.u.² (Au^{24+}) und $v^2/q=0.074$ a.u. (Au^{54+}), so daß nach McGuire keine Abweichungen von der ersten Bornschen Näherung zu erwarten sind.

Nach Bohr (/BOH48/) ist der Gültigkeitsbereich von Störungsrechnungen stärker eingeschränkt (siehe auch die ausführliche Diskussion in Haugen et al. (/HAU82a/)). Nach Bohr wird die Art eines Stoßprozesses im wesentlichen durch den (später nach ihm benannten) Bohrparameter $\kappa=2q/v$ (v in a.u.) bestimmt. Ist $\kappa>1$, dann gilt das klassische Teilchenbild, während der Wellencharakter für Werte von $\kappa<1$ ins Spiel kommt. Zur Behandlung des Stoßprozesses in der ersten Bornschen Näherung muß deshalb $\kappa<1$ sein. Für 3.6 MeV/u Au^{24+} ist aber $\kappa=4$ und für 3.6 MeV/u Au^{54+} entsprechend $\kappa=9$. Damit liegt auch schon die kleinere Störung durch 24-fach geladenes Gold weit über dem Gültigkeitsbereich der

Bornschen Näherung, so daß nach Bohr und Haugen et al. Abweichungen vom q^2 -Verhalten der Wirkungsquerschnitte zu erwarten sind.

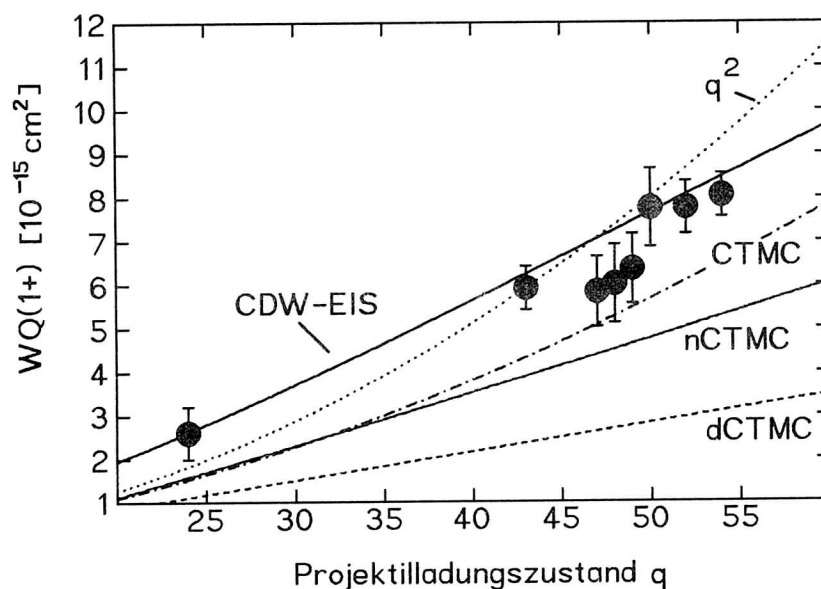


Bild 5.3.1.2.I: Ladungsabhängigkeit des Einfachionisationsquerschnitts

Das Ergebnis unserer Messungen zeigt das Bild 5.3.1.2.I. Zusätzlich zu den experimentellen Werten ist die q^2 -Abhängigkeit der Bornschen Näherung eingezeichnet (punktierte Linie). Es ist deutlich zu erkennen, daß die Wirkungsquerschnitte vom q^2 -Verhalten nach unten hin abweichen, daß also die erste Bornsche Näherung zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte nicht geeignet ist. Durch einen least-square-fit erhält man aus den Meßpunkten für die Projektil-ladungsabhängigkeit einen Exponenten von etwa 1.4. Dies stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit der CTMC von McKenzie et al. (/MCK87/) und den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten nCTMC-Rechnungen nach Olson überein, die beide in der absoluten Höhe etwas unter den experimentellen Werten liegen. Die CTMC-Rechnungen von McKenzie skalieren mit einem Exponenten von etwa 1.8, die nCTMC-Rechnungen mit 1.5. Die ebenfalls eingezeichneten CDW-EIS-Rechnungen von

Fainstein (in /BER92/), die über den 'Trick' der continuum-distorted-waves Beiträge höherer Ordnung der Bornschen Reihe berücksichtigt, sind sowohl in der absoluten Höhe als auch in der Ladungsabhängigkeit in sehr guter Übereinstimmung mit den experimentellen Wirkungsquerschnitten.

Die gemessenen Querschnitte ergeben also Abweichungen vom q^2 -Verhalten. Dies zeigt - neben der Tatsache, daß die Bornsche Näherung für hochgeladene Projektile selbst bei der hohen Energie von 3.6 MeV/u noch nicht anwendbar ist -, daß McGuire oben erwähnte untere Schranke für die Anwendbarkeit der Bornschen Näherung $v^2/q = 4/q$ a.u.² wohl zu niedrig ist und nach oben korrigiert werden muß. Die Schranke von Bohr und Haugen dagegen erscheint realistischer zu sein.

5.3.2. Zweifachionisation von Helium

5.3.2.1. Geschwindigkeitsabhängigkeit der Zweifachionisation von Helium

Genauso wie im Fall der Einfachionisation sollten die Wirkungsquerschnitte für die Doppelionisation von Helium im klassischen Bild auch auf eine gemeinsame universelle Kurve fallen, wenn sie durch die Projektilladung dividiert und gegen v^2/q aufgetragen werden

(/BOH48/, /KNU84/). Das Bild 5.3.2.1.I zeigt die Ergebnisse unserer Messungen für hochgeladene Projektile (volle Kreise, Projektilenergie und -ladungszustand sind angegeben) zusammen mit Ergebnissen von Cocke (/COC79/, offene Dreiecke) für 0.97 MeV/u Cl^{q+} mit $6 \leq q \leq 13$ und McGuire et al. (/MCG87/, offene Kreise) für eine Energie von 1.4 MeV/u und verschiedene Projektile mit Ladungen zwischen $q=6$ und $q=44$. In diesen Experimenten wurde von McGuire et al. (/MCG87/) auch der Endladungszustand des Projektils gemessen und dadurch festgestellt, daß Einfang- und Lossprozesse in den Stoßsystemen mit kleinem v^2/q bei hohen Geschwindigkeiten und hohem Ladungszustand nur einen Beitrag von wenigen

Prozent zum Gesamtquerschnitt für die Zweifachionisation liefern. Dies erleichtert natürlich wieder die theoretische Beschreibung.

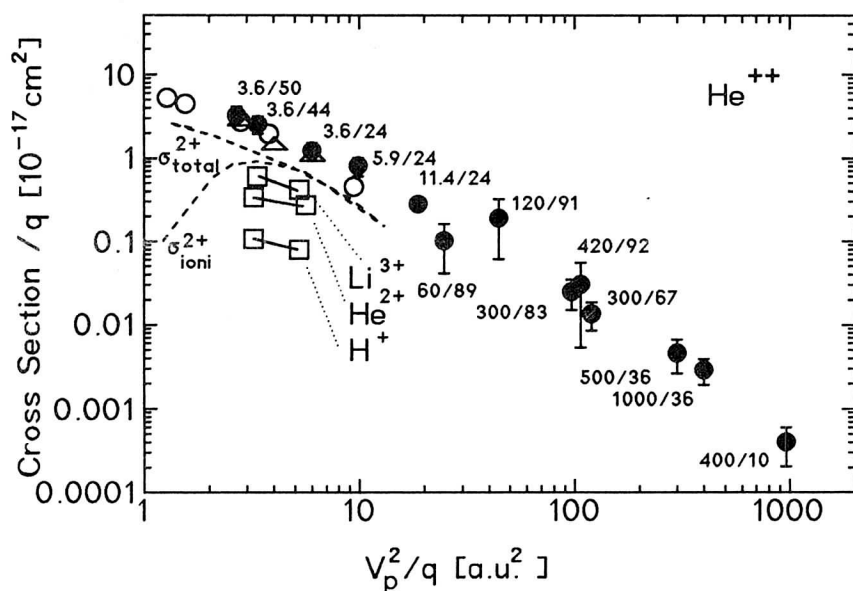


Bild 5.3.2.1.I Wirkungsquerschnitte für die Zweifachionisation von Helium. Die Notation an den experimentellen Querschnitten dieser Arbeit (volle Kreise) bedeutet E/q (E : Projektilenergie in MeV/u, q : Ladungszustand). Die gestrichelten Linien sind Fits durch Meßpunkte aus /KNU84/ (siehe Text)

Anders ist der Sachverhalt allerdings für niedrig geladene langsame Ionen bei kleinem v^2/q . Im Bereich von $v^2/q \leq 4$ a.u.² beginnt der Wirkungsquerschnitt für den Elektroneneinfang mehr und mehr an Gewicht zu bekommen und dominiert für Werte von $v^2/q \leq 2$ a.u.² den Gesamtwirkungsquerschnitt für die Doppelionisation von Helium vollständig. Dieses Verhalten ist durch die ebenfalls im Bild 5.3.2.1.I dargestellten Fits durch die experimentellen Werte von Knudsen et al. (/KNU84/, gestrichelte Kurven) für verschiedene leicht Projektilen (B, C, O) illustriert. Die mit σ^{++}_{total} bezeichnete Kurve zeigt den Gesamtquerschnitt, also die Summe über alle Endladungszustände des Projektils, wohingegen die mit

σ^{+}_{ion} bezeichnete Kurve die reine Ionisation ohne Umladung zeigt. Bei Werten von $v^2/q \approx 1$ a.u.² beträgt für diese niedrig geladenen Projektilen der Anteil der ausschließlichen Ionisation nur noch etwa 1% des Gesamtwirkungsquerschnitts.

Während unsere Meßergebnisse zusammen mit denen von McGuire und Cocke für hochgeladene Projektilen innerhalb der Fehlerbalken auf einer Kurve liegen, befinden sich die Werte von Knudsen für den Gesamtwirkungsquerschnitt (gestrichelte Linie) einen Faktor 1.5 unter unseren Ergebnissen. Dies liegt deutlich außerhalb der experimentellen Unsicherheit. Nimmt man die Ergebnisse von Shah und Gilbody (/SHA85/, offene Quadrate) für den Stoß von Protonen, He^{2+} und Li^{3+} dazu, dann erkennt man, daß von einem gemeinsamen Skalierungsverhalten wie im Fall der Einfachionisation keine Rede sein kann. Vielmehr ist in dieser Skalierung noch eine deutliche Abhängigkeit vom Projektilladungszustand zu sehen, die große Abweichungen für leichte Projektilen bewirkt, aber für hochgeladene nur noch sehr schwach ist. Dies kann an der Tatsache liegen, daß für leichte Ionen verschiedene Prozesse wie Einfang und direkte Ionisation wichtig sind, die unterschiedliche Abhängigkeiten vom Projektilladungszustand haben und dadurch unterschiedliche Beiträge zum Querschnitt liefern. Für schnelle hochgeladene Ionen ist dagegen die direkte Ionisation der dominante Vorgang.

Bild 5.3.2.1.II verdeutlicht diesen Sachverhalt noch einmal. In diesem Bild sind alle bisher bekannten Wirkungsquerschnitte für die Zweifachionisation durch vollständig ionisierte Projektilen aufgetragen (/AND87/, /SHA85/, /KNU84/, /HEB90/, /HEN89/, /MCG87/, /SHI92/). Die Abhängigkeit vom Projektilladungszustand ist für die leichten Ionen wie H^+ oder He^{2+} gut zu erkennen. Bei den Messungen von Shinpaugh et al. (/SHI92/) für das Stoßsystem Fluor auf Neon (volle Kreise) wurde der Beitrag des Elektroneneinfangs zum Gesamtquerschnitt nicht berücksichtigt, so daß der Wirkungsquerschnitt für niedrige Geschwindigkeiten wieder abnimmt (siehe auch die Diskussion oben).

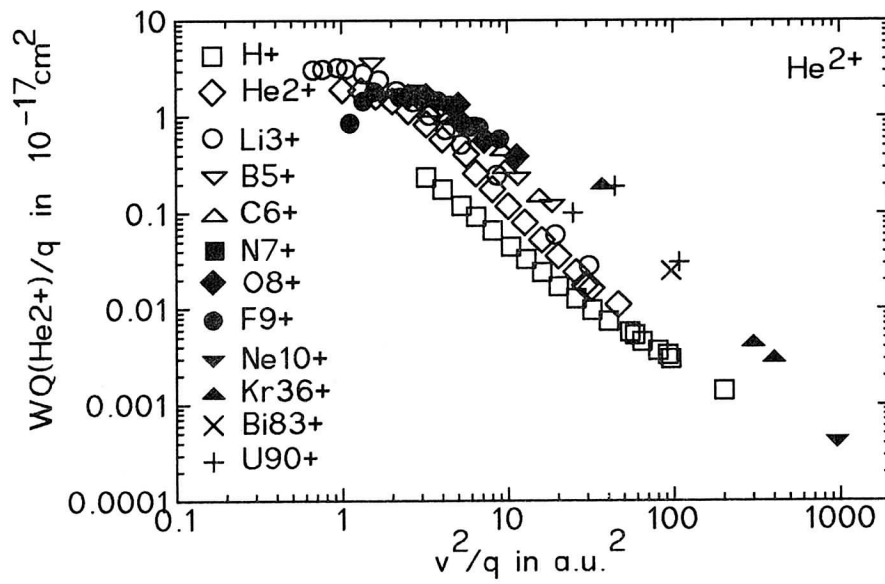


Bild 5.3.2.1.II Wirkungsquerschnitte für die Zweifachionisation durch vollständig ionisierte Projektile

Der Einfluß von am Projektil gebundenen Restelektronen ist im Bild 5.3.2.1.III für den Fall von Helium und Lithium

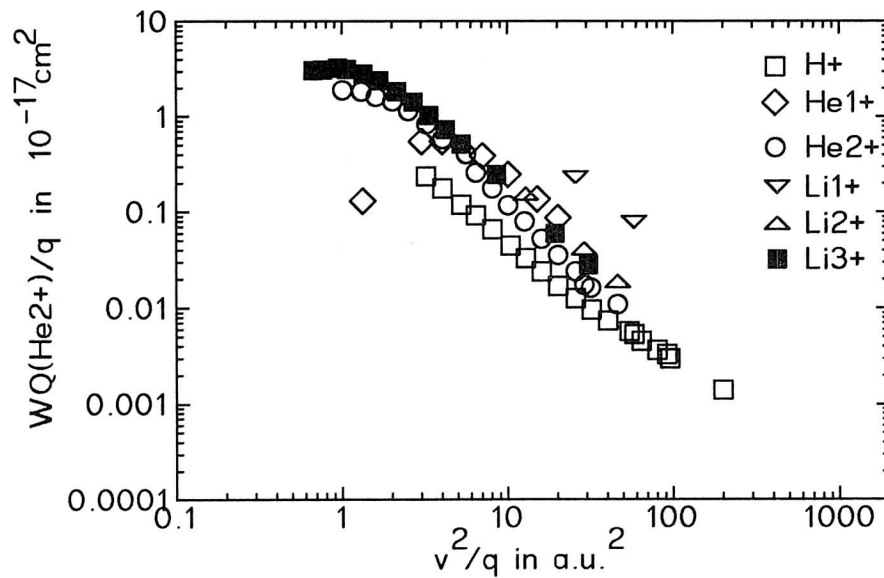


Bild 5.3.2.1.III Einfluß der Restelektronen auf die absoluten Wirkungsquerschnitte der Doppelionisation

exemplarisch dargestellt (/DUB88/, /SHA85/, /KNU84/, /AND87/). In der von uns verwendeten Art der Auftragung, in der der Wirkungsquerschnitt durch die Projektilladung dividiert wird, liegen die skalierten Wirkungsquerschnitte für die Doppelionisation von Helium für Projektile mit Restelektronen wie He^+ oder Li^+ und Li^{2+} über denen von vollständig ionisierten Projektilen. Für die Einfachionisation ist dies nicht der Fall (siehe Bild 5.3.1.1.IIIa,b,c). Der Unterschied liegt in der Stoßparameterabhängigkeit des Ionisationsprozesses. Die größten Beiträge zur Einfachionisation kommen von großen Stoßparametern (siehe zum Beispiel /SAL87/), bei denen das Projektil, auch wenn es noch Elektronen an sich gebunden hat, außerhalb der Elektronenhülle des Targets an diesem vorbeifliegt. Dadurch 'sieht' das Targetatom nur die gesamte Ladung des Projektils sozusagen als Punktladung. Die Zweifachionisation des Heliums geschieht dagegen bei kleineren Stoßparametern, das heißt bei kleineren internuklearen Abständen. Dadurch durchdringen sich die Elektronenhüllen von Projektil und Target teilweise, so daß das Targetatom jetzt nicht mehr die Gesamtladung des Projektils spürt, sondern je nach Stoßparameter eventuell die höhere Kernladung. In der Summe aller Stoßparameter heißt dies, daß die effektive Ladung, die den Prozeß der Ionisation hervorruft, bei der Doppelionisation des Heliums größer ist als bei der Einfachionisation. Die von uns verwendete Skalierung geht aber von einer Punktladung des Projektils aus. Die Wirkungsquerschnitte für die Projektile mit Elektronen müßten durch die effektive Ladung dividiert werden, werden aber nur durch die niedrigere Gesamtladung geteilt und liegen deshalb zu hoch. Für praktische Belange ist eine Formel zum Abschätzen des Wirkungsquerschnittes der Zweifachionisation mitunter hilfreich. Der Wirkungsquerschnitt für hochgeladene schnelle Ionen läßt sich nach folgender Skalierungsformel berechnen:

$$\sigma^{++}/q = 3.0 \cdot 10^{-17} / (0.01 + 0.4 \cdot v^2/q + 0.0069 \cdot (v^2/q)^2) \text{ cm}^2.$$

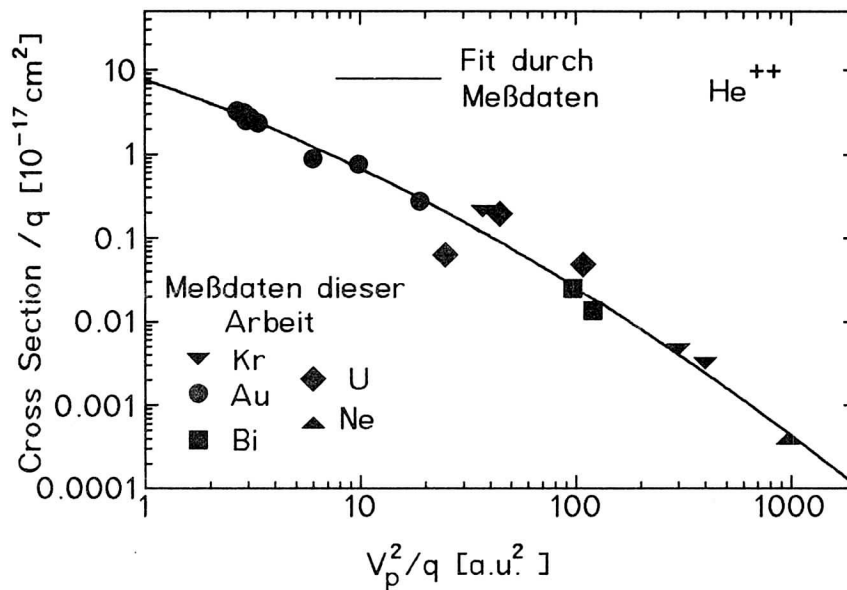


Bild 5.3.2.1.IV Vergleich der Skalierungsformel mit den experimentellen Wirkungsquerschnitten

Bild 5.3.2.1.IV zeigt einen Fit durch die Wirkungsquerschnitte für schnelle hochgeladene Ionen im Vergleich mit einigen nach der oben angegebenen Skalierungsformel berechneten Werten.

5.3.2.2. Vergleich der Zweifachionisationsquerschnitte mit theoretischen Berechnungen

Für die gemessenen Stoßsysteme wurden zum Vergleich mit den experimentellen Querschnitten Berechnungen sowohl mit dem nCTMC- als auch dem dCTMC-Verfahren durchgeführt. Bild 5.3.2.2.I zeigt die Ergebnisse der nCTMC-Rechnungen. Durch die experimentellen Ergebnisse für die im Rahmen dieser Arbeit vermessenen Wirkungsquerschnitte für hochgeladene schnelle Ionen wurde ein Fit gelegt, der durch eine durchgezogene Linie gekennzeichnet ist. Die berechneten Stoßsy-

steme sind durch volle Symbole gekennzeichnet. Die Wirkungsquerschnitte der nCTMC-Rechnungen geben den Verlauf der Geschwindigkeitsabhängigkeit recht gut wieder. Sie liegen

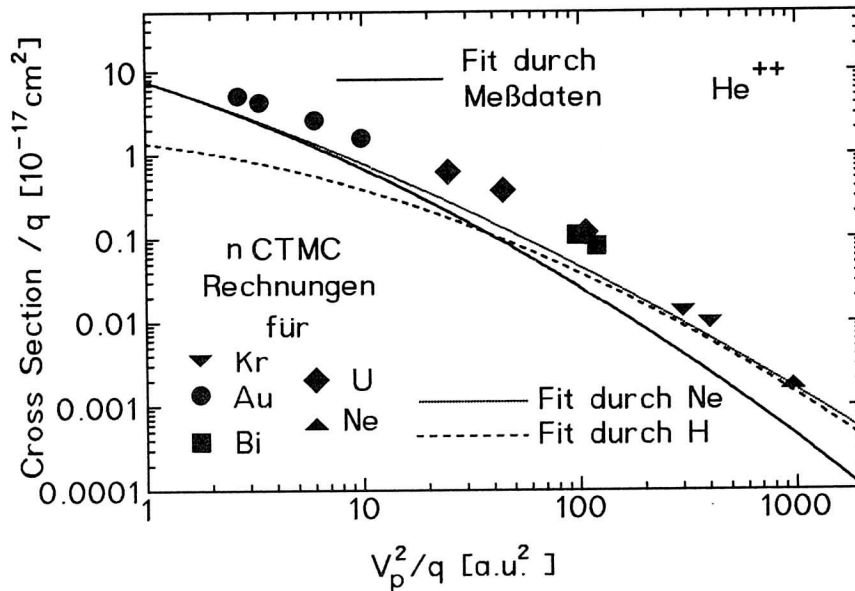


Bild 5.3.2.2.I Vergleich der experimentellen Wirkungsquerschnitte der Zweifachionisation von Helium mit nCTMC-Rechnungen (die punktierte und die gestrichelte Linie sind Fits durch die mit der nCTMC berechneten Wirkungsquerschnitte für Ne^{10+} bzw. H^+)

aber im ganzen Geschwindigkeitsbereich deutlich über den gemessenen Werten. Dies ist auch zu erwarten, da in dem für diese Berechnungen gewählten Heliummodell beide Elektronen die gleiche Bindungsenergie, nämlich die Ionisierungsenergie des ersten Elektrons haben. Damit ist das Modell zur Berechnung des Einfachionisationsquerschnittes optimiert, liefert aber einen zu großen Doppelionisationsquerschnitt, da nach der Ionisation des ersten Elektrons das noch verbleibende zu schwach gebunden ist und damit leichter ionisiert werden kann. Zur optimalen Berechnung der Doppelionisation müßten deshalb besser (wie es im dCTMC-Modell der Fall ist) die dynamischen Bindungsenergien verwendet

werden, wobei beide Elektronen am Anfang gleich stark gebunden sind und erst im Verlauf der Ionisation des ersten Elektrons die Bindungsenergie des verbleibenden zur neuen Bindungsenergie geändert wird. Dies setzt eine dauernde zusätzliche Abfrage der momentanen Situation der beiden Elektronen voraus, da nach jedem Rechenschritt der aktuelle Abstand der Elektronen vom Kern festgestellt werden muß, um eventuell die Bindungsenergie neu anzupassen. Dadurch würde aber der Rechenaufwand erheblich gesteigert.

Mit dem nCTMC-Modell wurde außer den vermessenen Stoßsystemen noch die Geschwindigkeitsabhängigkeit in den Systemen Ne^{10+} und H^+ auf Helium gerechnet. Diese sind im Bild 5.3.2.2.I durch die punktierte und die gestrichelte Kurve dargestellt. Während die gerechneten Wirkungsquerschnitte für die hochgeladenen Systeme genau wie im Experiment auf eine universelle Kurve fallen, weichen die Wirkungsquerschnitte für die leichteren Systeme deutlich davon ab. Die Abhängigkeit vom Ladungszustand des Projektils wird also qualitativ richtig wiedergegeben. Auch hier liegen, wie ein Vergleich mit Bild 5.3.2.1.II zeigt, die theoretischen Wirkungsquerschnitte erwartungsgemäß über den gemessenen Werten.

Die dCTMC-Rechnungen, die von Meng (/MEN92/) für diese Arbeit dankenswerterweise für die gemessenen Stoßsysteme durchgeführt wurden, liefern erwartungsgemäß in der absoluten Höhe eine wesentlich bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Werten. Bild 5.3.2.2.II zeigt den Vergleich zwischen Experiment und Theorie. Die Übereinstimmung ist über den gesamten Bereich hervorragend. Lediglich für die schnellsten Stoßsysteme 500 und 1000 MeV/u Kr^{36+} weichen die berechneten Wirkungsquerschnitte deutlich nach unten ab. Diese Abweichung für die relativistischen Stoßsysteme ist schwer zu verstehen, da der nCTMC-Code von Olson die Geschwindigkeitsabhängigkeit bis in diesen Bereich hin problemlos nachvollzieht, wenn man die korrekte relativistische Geschwindigkeit des Projektils berücksichtigt. Da zwi-

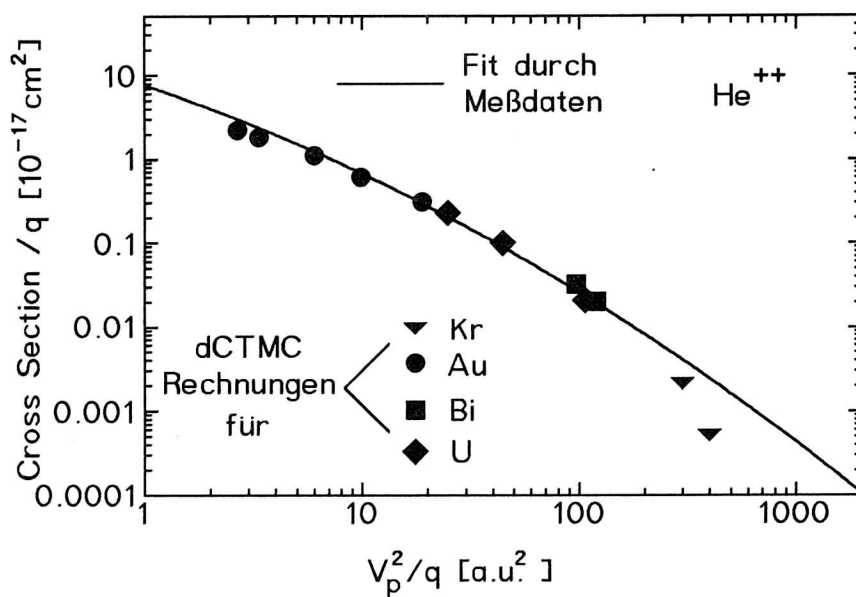


Bild 5.3.2.2.II Vergleich der Ergebnisse der dCTMC-Rechnungen mit den experimentellen Wirkungsquerschnitten für die Doppelionisation von Helium

schen dCTMC- und nCTMC-Rechnungen in der Behandlung der Projektilgeschwindigkeit kein Unterschied besteht, sind die Abweichungen der dCTMC unverständlich.

Janevs Skalierungsformel für die Doppelionisation (siehe Kapitel 2.2.3.5) ist im Bild 5.3.2.2.III für die Projektilladungszustände 1+, 6+, 10+, 24+ und 92+ im Vergleich mit den Wirkungsquerschnitten für nackte Projektile dargestellt. Die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte vom Projektilladungszustand wird zumindestens für die höheren Ladungszustände richtig dargestellt. Allerdings fehlen zur besseren Überprüfung einer derartig detaillierten Vorhersage durchgängige Messungen der Energieabhängigkeit für die einzelnen Projektilladungen. Die niedrigen Ladungszustände

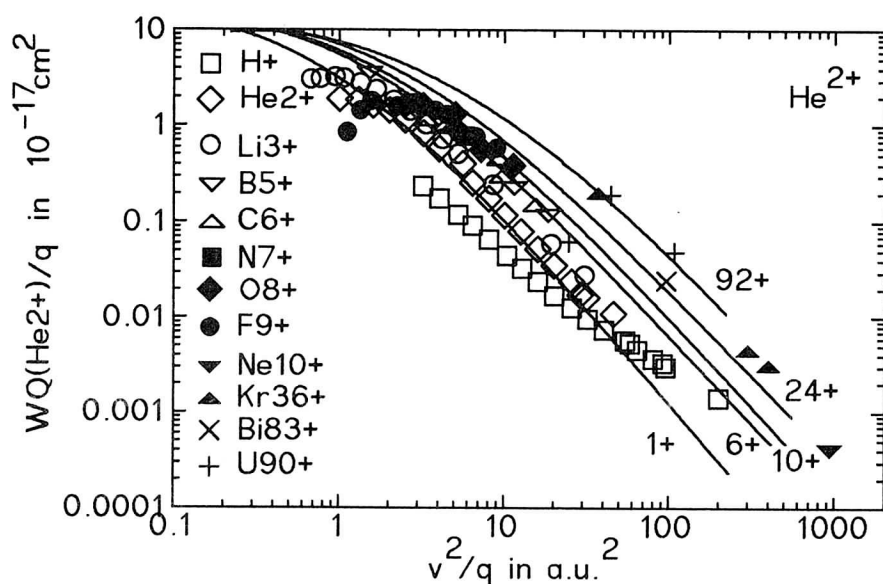


Bild 5.3.2.2.III Vergleich zwischen den Resultaten von Janevs Skalierungsformel (Kapitel 2.2.3.5) und den experimentellen Werten für die Doppelionisation von Helium

wie zum Beispiel der hier eingezeichnete Fall des H^+ werden durch Janevs Skalierungsformel eher schlecht wiedergegeben. Da Janev die Abschwächung eines neutralen Heliumstrahls beim Plasmadurchgang betrachtet, wurde bei der Herleitung der Formeln das Gewicht auf die höheren Ladungszustände gelegt, da diese wegen des entsprechend größeren Querschnitts den Hauptanteil an der Abschwächung bilden.

5.3.2.3. Ladungsabhängigkeit der Zweifachionisation von Helium

Für das Stoßsystem 3.6 MeV/u Au^{q+} auf Helium ($q=24-55$) wurde genauso wie für den Fall der Einfachionisation die Abhängigkeit der Doppelionisation vom Projektilladungszustand bei einer festen Energie untersucht. Bild 5.3.2.3.I stellt das Ergebnis dar. Die absoluten Wirkungsquerschnitte zeigen eine Abhängigkeit vom Projektilladungszustand q , die

mit $q^{2.6}$ skaliert. Dieses Ergebnis ist vergleichbar mit Messungen von McGuire et al. (/MCG87/), die bei einer festen Energie von 1.4 MeV/u die Ionisationswirkungsquerschnitte für verschiedene Projektilladungszustände von $q=6$ bis $q=44$ vermessen haben und dabei für die Doppelionisation

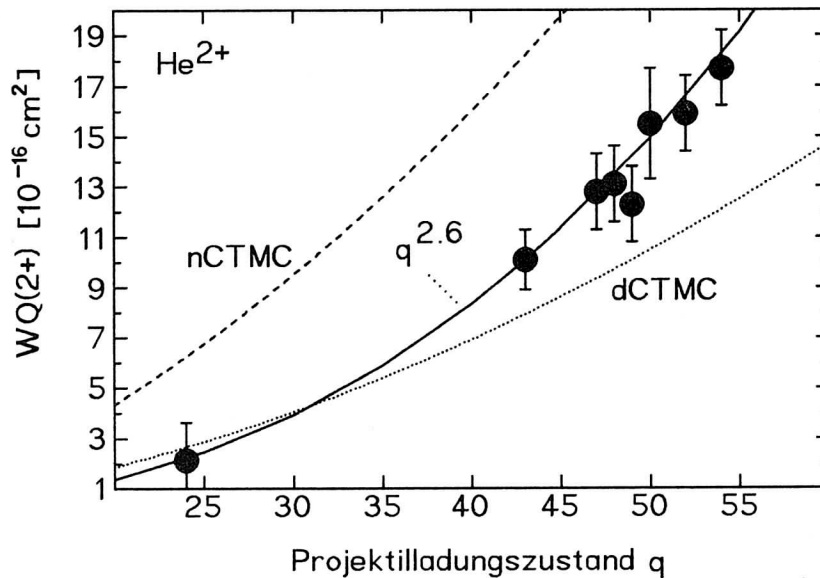


Bild 5.3.2.3.I Abhängigkeit der Doppelionisation vom Projektilladungszustand

eine Abhängigkeit von etwa $q^{2.3}$ erhielten. MEDOC-Rechnungen von Salin (/SAL87/) geben die Meßwerte aus /MCG87/ für hohe Projektilladungszustände (also große Störungen) gut wieder und errechnen eine Abhängigkeit von $q^{1.75}$. SCA-Rechnungen in Verbindung mit der Binomialstatistik ergeben eine Abhängigkeit, die mit q^4 skaliert (/MCG87/). Dies ist selbstverständlich, da die SCA eine Einteilchentheorie erster Ordnung ist, die für den Einfachquerschnitt mit q^2 skaliert. Entsprechend der Binomialstatistik muß dann der Doppelionisationsquerschnitt proportional zu q^4 sein. Durch die SCA werden die Querschnitte für Projektilladungen bis $q=5$ relativ gut beschrieben. Allerdings muß man sagen, daß die verschiedenen Meßwerte teilweise um einen Faktor 5 voneinander abweichen, so daß in diesem Bereich nur schwer mit der

Theorie verglichen werden kann.

Für höhere Projektilladungszustände wird die Störung zu groß, so daß die SCA Wahrscheinlichkeiten liefert, die größer als 1 sind. Diese Schwierigkeit haben Ben-Itzhak und McGuire (/BEN88/) mit der Einführung einer modifizierten Ionisationswahrscheinlichkeit behoben (siehe auch Sidorowicz et al. /SID85/). Die Ergebnisse dieser modifizierten SCA geben die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte vom Projektilladungszustand für die Messungen von McGuire et al. (/MCG87/) fast so gut wieder wie die MEDOC-Rechnungen von Salin (/SAL87/), wobei die Rechnungen aber wesentlich einfacher durchzuführen sind (/BEN88/).

Bild 5.3.2.3.I zeigt außer den hier gemessenen Resultaten noch die Ergebnisse von nCTMC- und dCTMC Rechnungen. Die dCTMC beschreibt den Wirkungsquerschnitt für den niedrigsten Ladungszustand $q=24$ gut, unterschätzt dann aber die hohen Ladungszustände. Die Abhängigkeit verläuft mit etwa $q^{1.75}$ ähnlich wie bei den MEDOC-Rechnungen. Die nCTMC-Rechnung überschätzt über den ganzen Bereich hinweg die Wirkungsquerschnitte (siehe die Diskussion im Kapitel 5.3.2.2.) und ergibt eine Abhängigkeit von etwa $q^{2.2}$.

5.3.3. Verhältnis von Doppel- zu Einfachionisation bei Helium

5.3.3.1. Abhängigkeit des Verhältnisses von den Projektilparametern

Zur Untersuchung der im Schwerionenstoß ablaufenden Prozesse ist es aus verschiedenen Gründen hilfreich, das Verhältnis von Doppel- zu Einfachionisation zu bestimmen. Dieses Verhältnis ist wesentlich leichter zu messen als die einzelnen Ionisationswirkungsquerschnitte, da keine Absolutnormierung nötig ist. Man erhält allerdings auch weniger Information aus dem Verhältnis der Querschnitte als aus einer Bestimmung der absoluten Einzel- und Doppelionisationsquerschnitte. Trotzdem hat in der Vergangenheit vor al-

lem die Untersuchung der Geschwindigkeitsabhängigkeit des Verhältnisses das Verständnis der zur Doppelionisation von Helium beitragenden Prozesse erweitert.

5.3.3.1.1. Ladungszustands- und Geschwindigkeitsabhängigkeit

Wie schon in Kapitel 2.2.1. dargestellt wurde, läßt sich die Zweifachionisation von Helium im wesentlichen durch zwei Bilder beschreiben. Im Zweistufenprozess (Two-Step oder TS) ionisiert das Projektil jedes der beiden Targetelektronen einzeln. Beide Ionisationsprozesse sind unabhängig voneinander. Qualitativ kann man sagen, daß die Einfachionisation proportional zu q^2 verläuft und bei unabhängigen Prozessen die Doppelionisation proportional zu q^4 :

$$\begin{aligned}\sigma_{TS}^+ &\sim q^2 \\ \sigma_{TS}^{2+} &\sim q^4.\end{aligned}$$

Damit gilt für das Verhältnis R von Doppel- zu Einfachionisation im Fall des Zweistufenprozesses

$$R_{TS} = \sigma_{TS}^{2+} / \sigma_{TS}^+ \sim q^2.$$

Im Einstufenprozeß ionisiert das Projektil das erste Elektron. Das andere wird dann im Verlauf des Übergangs der Heliumwellenfunktion in die Wellenfunktion für das ionisierte Target 'abgeschüttelt' (deswegen Shake-off oder SO). Da diese zweite Ionisation vollständig unabhängig vom Projektil verläuft, haben sowohl die Einfachionisation wie auch die Zweifachionisation dieselbe Abhängigkeit von den Projektilparametern. Damit gilt für das Verhältnis R_{SO}

$$R_{SO} = \sigma^{2+} / \sigma^+ \sim 1.$$

Beide Prozesse zeigen also eine unterschiedliche Abhängigkeit vom Ladungszustand des Projektils.

Die Geschwindigkeitsabhängigkeit erhält man aus der Bethe-

Näherung (siehe zum Beispiel der Übersichtsartikel von Inokuti /INO71/), die für die Einfachionisation folgende Abhängigkeit von der Projektilgeschwindigkeit v und dem Ladungszustand q zeigt:

$$\sigma^{1+} \sim (Z_T \cdot q/v)^2 \cdot Z_T^{-4} \cdot \ln(Z_T \cdot v).$$

Die Bethe-Theorie liefert auch die Abhängigkeit der Doppelionisation für den Zweistufenprozess:

$$\sigma^{2+} \sim (Z_T \cdot q/v)^4 \cdot Z_T^{-6}.$$

Damit erhält man für das Verhältnis R für den Zweistufenprozess

$$R_{TS} \sim q^2 / (v^2 \cdot \ln(v)).$$

Das Verhältnis des Shake-off zeigt selbstverständlich wieder keine Abhängigkeit von den Projektilparametern:

$$R_{SO} \sim 1.$$

Damit ergibt sich das Verhältnis R als Summe der beiden einzelnen Prozesse zu

$$R = R_{SO} + R_{TS} \sim \text{const1.} + \text{const2.} \cdot q^2 / (v^2 \cdot \ln(v)).$$

Über eine Untersuchung der Geschwindigkeitsabhängigkeit des Verhältnisses der Wirkungsquerschnitte lassen sich also Kenntnisse über den Ablauf des Ionisationsprozesses gewinnen. Knudsen et al. (/KNU84/) tragen deshalb das Verhältnis R gegen $q^2 / (v^2 \cdot \ln(v))$, beziehungsweise $q^2 / (E \cdot \ln(\text{const.} \cdot \sqrt{E}))$ auf und erhalten aus einem Vergleich mit experimentellen Ergebnissen eine semiempirische Formel für das Verhältnis von Doppel- zu Einfachionisation (Kapitel 5.3.3.2.). DuBois und Toburen (/DUB88/) argumentieren ähnlich. Sei $\sigma_T = \sigma^+ + 2\sigma^{2+}$ der totale Ionisationsquerschnitt. Genau wie Knudsen (/KNU84/) ist im Falle des Shake-off-Prozesses

keine Abhängigkeit der Ionisationsquerschnitte von den Projektilparametern vorhanden. Deshalb gilt wieder

$$\sigma^+ \sim \sigma^{2+} \text{ so.}$$

Aus der Definition des totalen Querschnitts folgt dann, daß dieser für den Shake-off ebenfalls proportional zu den beiden einzelnen Ionisationsquerschnitten ist:

$$\sigma_T \sim \sigma^+ \sim \sigma^{2+}.$$

Der Zweistufenprozeß läßt sich wegen der beiden unabhängigen Interaktionen zwischen Projektil und den Targetelektronen gut im Modell unabhängiger Teilchen beschreiben. Damit ist die Binomialstatistik (Kapitel 2.1.1.) anwendbar. Für die einzelnen Ionisationsquerschnitte erhält man dann

$$\begin{aligned} \sigma^+ &= 4\pi \int_0^\infty q^2 \cdot P(b) \cdot b db = 4\pi \int_0^\infty [q^2 \cdot P(b)]^2 \cdot b db \\ \sigma^{2+} &= 2\pi \int_0^\infty [q^2 \cdot P(b)]^2 \cdot b db \end{aligned}$$

und für den totalen Ionisationsquerschnitt σ_T

$$\sigma_T = 4\pi \int_0^\infty q^2 \cdot P(b) \cdot b db.$$

Vergleicht man σ^{2+} und σ_T , dann stellt man fest, daß $\sqrt{\sigma^{2+}}$ und σ_T dieselbe Abhängigkeit vom Projektilladungszustand q aufweisen. Bildet man also das Verhältnis $\sigma_T / \sqrt{\sigma^{2+}}$, dann ist dieses ladungsunabhängig:

$$\sigma_T / \sqrt{\sigma^{2+}} \sim 1.$$

Die Betrachtung der Abhängigkeit der Querschnitte von der

Geschwindigkeit verläuft analog zum letzten Kapitel. Man erhält für den Shake-off-Bereich

$$\text{Shake-off:} \quad \sigma_T / \sqrt{\sigma^2} \sim v^{-1} \cdot (\ln(v))^{1/2}$$

und für den Two-step-Bereich

$$\text{Two-step:} \quad \sigma_T / \sqrt{\sigma^2} \sim \ln(v).$$

Trägt man also $\sigma_T / \sqrt{\sigma^2}$ gegen die Projektilenergie auf, dann kann man aus dem Verhalten des Verhältnisses $\sigma_T / \sqrt{\sigma^2}$ auf die Art des Ionisationsprozesses schließen. Solange das Verhältnis mit $\ln(v)$ steigt, befindet man sich im Bereich des Two-step Prozesses. Ab einer gewissen Geschwindigkeit findet ein Übergang in den Shake-off Prozeß statt, der sich in einer Geschwindigkeitsabhängigkeit gemäß $v^{-1} \cdot (\ln(v))^{1/2}$ äußert.

5.3.3.2. Vergleich mit Knudsen

Knudsen erhält aus einer Anpassung der experimentellen Daten für leichte Projektile eine Skalierungsformel für das Verhältnis R von Doppel- zu Einfachionisation (/KNU84/):

$$R = 2.2 \cdot 10^{-3} + 0.18 \cdot q^2 / (v_p^2 \cdot \ln(2.923 \cdot v_p)).$$

Für hohe Geschwindigkeiten v_p verschwindet der Anteil des Zweistufenprozesses, und der Shake-off dominiert. Dies bedeutet, daß das Verhältnis R gegen das Shake-off Limit von 0.22% konvergiert.

Knudsen trägt das Verhältnis R gegen

$$1/v_p^* = q^2 / (v_p^2 \cdot \ln(2.923 \cdot v_p))$$

auf, wobei $1/v_p^*$ qualitativ ein Maß für die Störung des Targets durch das Projektil darstellt. Diese Störung ist groß für kleine Geschwindigkeiten und hohe Projektilladungs-

zustände. Knudsens Aussage, daß bei gleicher Störung $1/v_p^*$ auch das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte gleich ist, ist aber nur dann richtig, wenn das betrachtete Stoßsystem störungstheoretisch behandelt werden kann. Dies ist dann der Fall, wenn $\chi = 2qv_0/v_p < 1$ (v_0 ist die Bohrsche Geschwindigkeit). Knudsen Formel wurde durch die FIM-Rechnungen von Ford und Reading (siehe Kapitel 2.2.3.2), die ein ähnliches Verhältnis von Doppel- zu Einfachionisation vor-

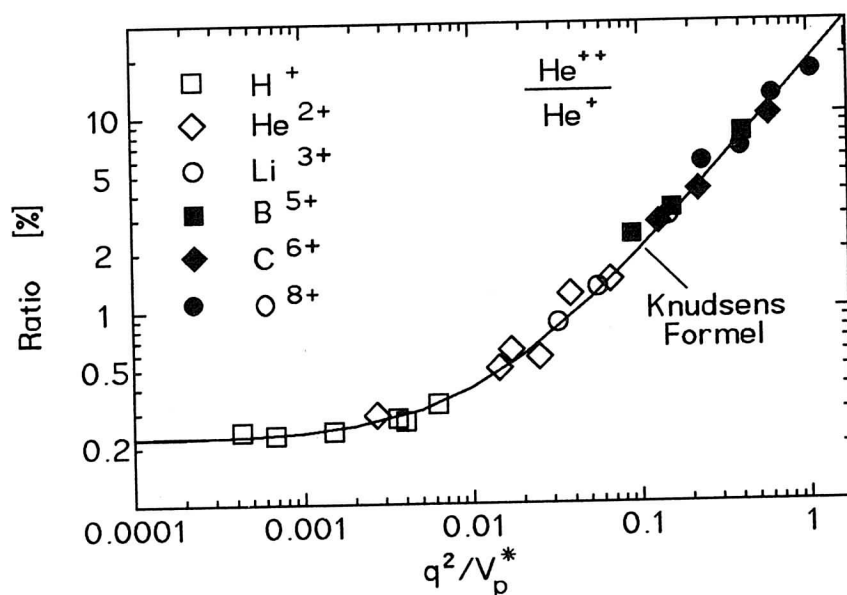


Bild 5.3.3.2.I Knudsens Skalierungsformel im Vergleich mit verschiedenen Werten für leichte Projektile

hersagen, theoretisch untermauert. Bild 5.3.3.2.I zeigt einen Vergleich der Skalierungsformel mit den verschiedenen experimentellen Werten für leichte Projektile (/KNU84/). Erste Abweichungen von Knudsens Formel ergaben die Messungen für Antiprotonen auf Helium (/AND86/). Die Verhältnisse für verschiedene Energien lagen deutlich über den von der Skalierungsformel vorhergesagten Werten. Diese Diskrepanz konnte im Rahmen der FIM befriedigend erklärt werden. Auch die Messungen von Heber et al. (/HEB90/) für 10 - 30 MeV/u N^{7+} im Bereich mittlerer Störungen stehen nicht im Einklang mit Knudsens Formel. Sie zeigen ein wesentlich größeres Verhältnis von Doppel- zu Einfachionisation. Die-

ser Unterschied konnte allerdings nicht durch die FIM-Rechnungen nachvollzogen werden; vielmehr liegen diese für N^{7+} auf Helium um den Faktor 1.35 unter der Vorhersage der Skalierung von Knudsen.

Die von uns gemessenen Verhältnisse für hochgeladene schwere Ionen weichen ebenfalls deutlich von Knudsens semiempirischer Formel ab. Bild 5.3.3.2.IIa zeigt unsere Daten zusammen mit Messungen von McGuire et al. (/MCG87/, offene Dreiecke), Heber et al. (/HEB90/, offene Quadrate) und den Ergebnissen der FIM-Rechnungen. In Bild 5.3.3.2.IIb sind alle bekannten Verhältnisse für den Bereich großer Störungen aufgetragen. Die Abweichungen von Knudsens Formel in diesem Bild für Werte von $1/v_p^* > 0.7$ sind verständlich, da

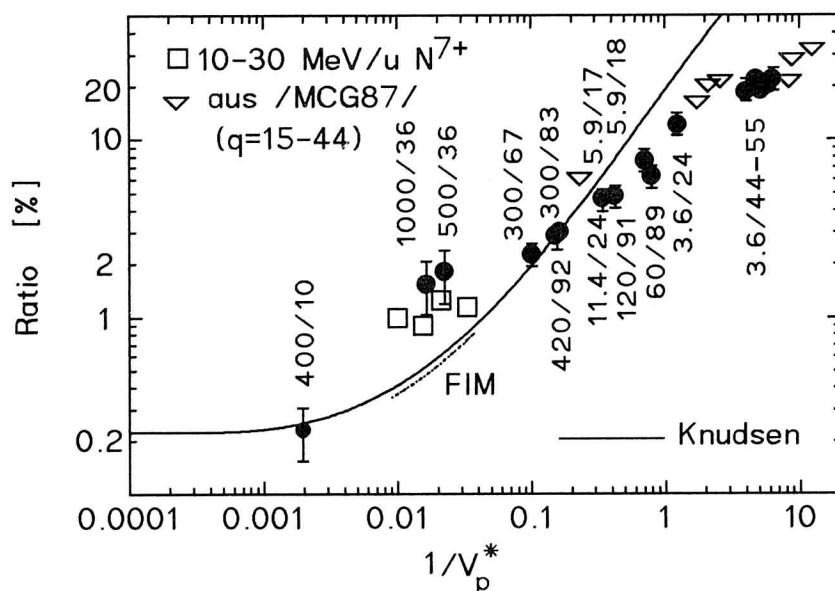


Bild 5.3.3.2.IIa Knudsens Skalierungsformel im Vergleich mit den Resultaten für schnelle hochgeladene Ionen

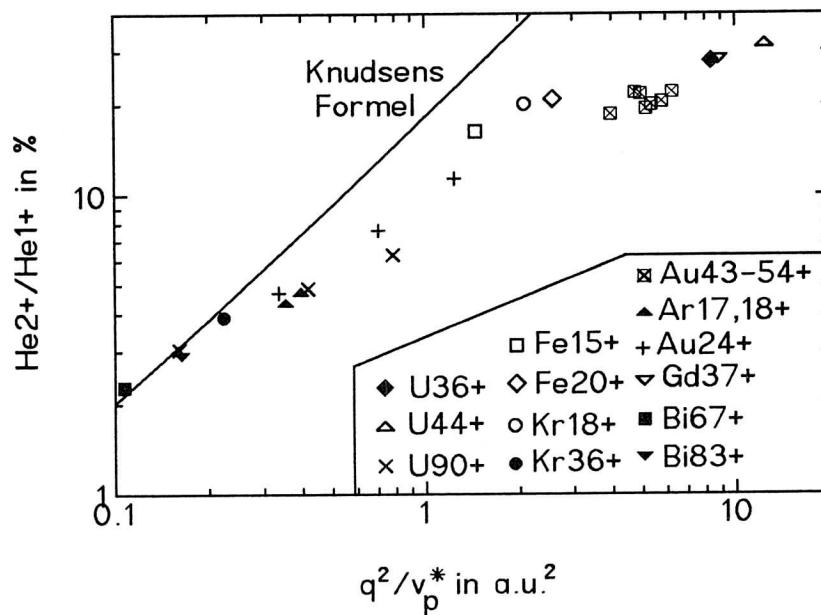


Bild 5.3.3.2.IIb Alle bekannten experimentellen Verhältnisse $\sigma(2+)/\sigma(1+)$ für große Projektilladungen

hier bei Werten von $3 < \chi < 9$ störungstheoretische Methoden sicher nicht anwendbar sind. Diese Abweichungen für starke Störungen werden zum Beispiel in der MEDOC-Methode von Salin (/SAL87/) oder in einer SCA-Beschreibung von Ben-Itzak und McGuire (/BEN88/), die Sättigungseffekte mit einbezieht, erfolgreich beschrieben. Leider lagen für die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Stoßsysteme keine Rechnungen vor, so daß kein direkter Vergleich mit den Theorien möglich war.

Im Bereich mittlerer Störungen, in den auch die oben erwähnten Messungen von Heber et al. (/HEB90/) für N^{7+} fallen, gibt es ebenfalls Abweichungen für unsere Messungen mit 500 und 1000 MeV/u Kr^{36+} . Bei Werten von $\chi=0.5$ und $\chi=0.6$, also im Grenzbereich der Anwendbarkeit störungstheoretischer Methoden, liegen die Meßwerte deutlich über Knudsen's Kurve und auch über Hebers Daten für N^{7+} . Dies legt die Frage nahe, ob das Limit des Shake-off-Prozesses von 0.22%, das bisher ja nur für die ganz leichten Systeme wie

H^+ und He^{2+} erreicht werden konnte, nicht doch im Gegensatz zu den theoretischen Erwartungen vom Projektilladungszustand abhängig sein kann. Dies wäre dann der Fall, wenn die Energieverteilung des ersten emittierten Elektrons für hohe Projektilladungszustände deutlich größere Anteile höherenergetischer Elektronen aufwiese. Durch mehr Elektronen hoher Energie als die entsprechende Energieverteilung für niedrig geladene Projektilen wäre die Wahrscheinlichkeit für einen Shake-off-Prozess höher. Da die nCTMC-Rechnungen in der Lage sind, die Energien der in einem Stoß emittierten Elektronen zu ermitteln (/OLS91/), wurden Rechnungen für 0.5 MeV/u H^+ und 500 MeV/u Kr^{36+} durchgeführt. Diese beiden Stoßsysteme haben den gleichen Wert $1/v_P^* \approx 0.02$, also im Knudsenbild die gleiche Störung. Die nCTMC-Rechnungen ergeben für beide Stoßsysteme Ausbeuten von Elektronen mit einer Energie von $E_e > 80 \text{ eV}$ (dies ist die Schwellenenergie für die Doppelionisation. Kleinere Elektronenenergien können nicht zur Doppelionisation beitragen), die sich um weniger als 1% voneinander unterscheiden. Damit sind die Abweichungen im mittleren Störungsbereich nicht mit unterschiedlichen Shake-off-Wahrscheinlichkeiten zu erklären.

Betrachtet man die zur Ermittlung der Skalierungsformel von Knudsen herangezogenen Daten allerdings genauer, dann stellt man auch schon zwischen H^+ und He^{2+} auf Helium einige Unterschiede fest. Bild 5.3.3.2.III zeigt diese Diskrepanzen. Die Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte liegen für Protonen außerhalb des Shake-off Bereichs deutlich unter denen für He^{2+} . Macht man für die reduzierte Geschwindigkeit $1/v_P^* = 0.02$ einen Schnitt im Bild 5.3.3.2.II und trägt das Verhältnis gegen den Ladungszustand des Projektils auf, dann ist eine deutliche Abhängigkeit des Ver-

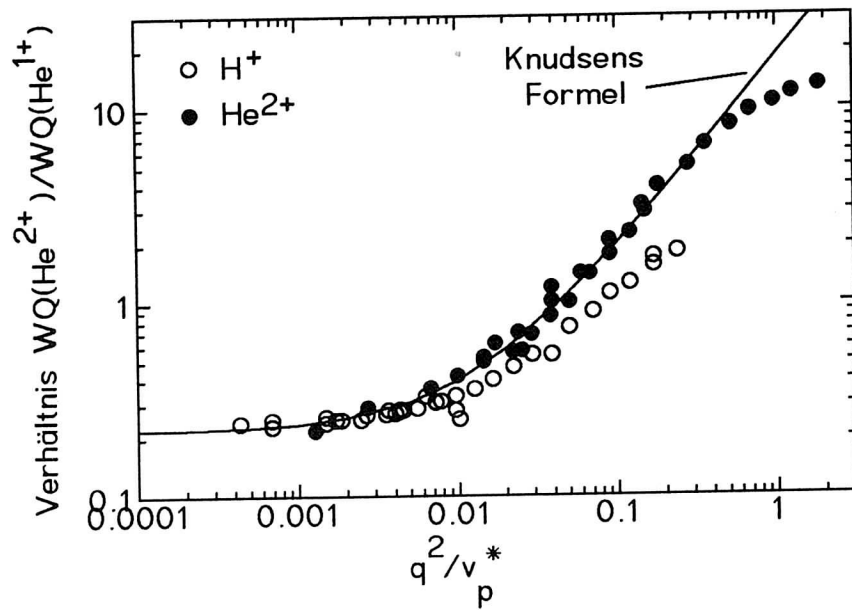


Bild 5.3.3.2.III Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für H^+ und He^{2+}

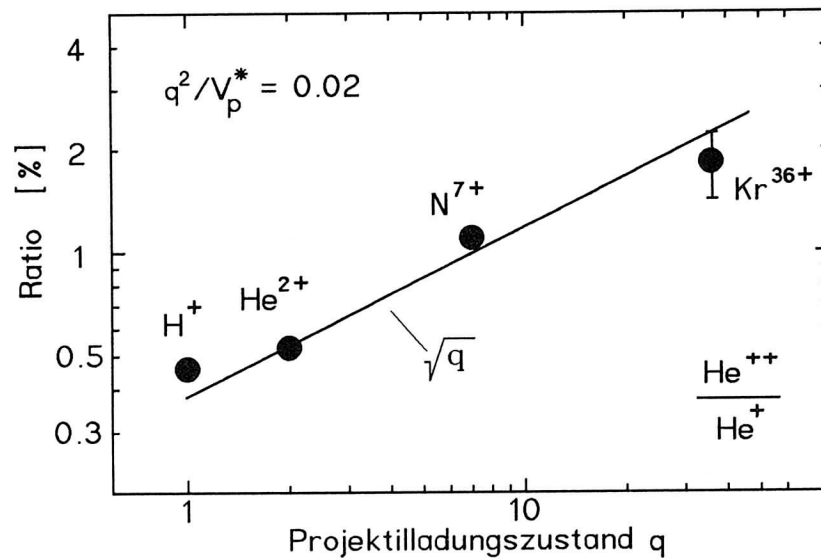


Bild 5.3.3.2.IV Verhältnis der Wirkungsquerschnitte gegen Projektilladungszustand für $1/v_p^* = 0.02$

hänisses der Wirkungsquerschnitte vom Projektilladungszustand zu erkennen (Bild 5.3.3.2.IV). Für diese Unterschiede der Verhältnisse könnten im Grenzbereich der Störungs-

theorie Terme höherer Ordnung verantwortlich sein, die in den bisherigen Rechnungen nicht berücksichtigt wurden. Allerdings ist bemerkenswert, daß die FIM-Rechnungen von Ford und Reading (/FOR90/), die die Unterschiede zwischen Protonen und Antiprotonen befriedigend erklären können, und die die Terme höherer Ordnung beinhalten, keine Abweichungen von Knudsens Formel ergeben. Insbesondere ist dies verwunderlich, als Ford und Reading (/FOR90/) für verschiedene Projektilladungszustände deutliche Unterschiede in den stoßparameterabhängigen Ionisationswahrscheinlichkeiten erhalten.

Die Frage nach unterschiedlichen Grenzwerten für den Shake-off-Prozeß beantwortet schließlich das Ergebnis der Messung von 400 MeV/u Ne^{10+} auf Helium (siehe Bild 5.3.3.2.IIa). Bei einem statistikbedingten Fehler von circa 30% liegt es genau auf Knudsens Skalierung. Damit wird, ebenso wie die oben beschriebenen nCTMC-Rechnungen zur Elektronenenergie theoretisch gezeigt haben, erstmals belegt, daß das Shake-off-Limit für Projektilladungen bis $q=10$ innerhalb der Meßgenauigkeit keinerlei Abhängigkeit vom Projektilladungszustand zeigt.

5.3.3.3. Vergleich mit Andersens Modell

Um den beobachteten Abweichungen von Knudsens Formel für die Verhältnisse $\sigma(2+)/\sigma(1+)$ Rechnung zu tragen, haben Andersen et al. (/AND86/) eine Zerlegung des Wirkungsquerschnitts für die Zweifachionisation in drei Terme vorgeschlagen, wobei einer dem Shake-off, der zweite dem Two-Step Anteil und der dritte der Interferenz zwischen diesen beiden konkurrierenden Prozessen entspricht (siehe Kapitel 2.2.3.4). Damit läßt sich das Verhältnis R von Doppel- zu Einfachionisation wie folgt schreiben

$$\begin{aligned}
R &= \sigma^{2+}(q)/\sigma^+(q) = (q^2 \sigma_{I^{2+}} + q^4 \sigma_{II^{2+}} - 2q^3 \sigma_{Int^{2+}})/[q^2 \sigma^+(H^+)] \\
&= \sigma_{I^{2+}}/\sigma^+(H^+) + q^2 \cdot \sigma_{II^{2+}}/\sigma^+(H^+) - 2q \cdot \sigma_{Int^{2+}}/\sigma^+(H^+) \\
&= R_I + q^2 \cdot R_{II} - 2q \cdot R_{Int} \quad (I)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\text{mit } R_I &= \sigma_{I^{2+}}/\sigma^+(H^+) \\
R_{II} &= \sigma_{II^{2+}}/\sigma^+(H^+) \\
R_{Int} &= \sigma_{Int^{2+}}/\sigma^+(H^+).
\end{aligned}$$

Hierbei wurde die Beziehung $\sigma(q)=q^2\sigma(H^+)$ verwendet, um die Abhängigkeit vom Projektilladungszustand q zu eliminieren (zur Problematik dieser Relation siehe die Diskussion in Kapitel 5.3.1.2. und 5.3.2.3.). Die einzelnen Verhältnisse R_I , R_{II} und R_{Int} lassen sich nach Andersen zurückführen auf die Verhältnisse für Protonen (R_{H^+}), Antiprotonen (R_{H^-}) und Alphateilchen ($R_{He^{2+}}$):

$$\begin{aligned}
R_I &= q^2 \sigma_{I^{2+}}/\sigma^+(q) = R_{H^+} + 1/3 R_{H^-} - 1/3 R_{He^{2+}} \\
R_{II} &= q^2 \sigma_{II^{2+}}/\sigma^+(q) = -1/2 R_{H^+} + 1/6 R_{H^-} + 1/3 R_{He^{2+}} \\
R_{Int} &= q^2 \sigma_{Int^{2+}}/\sigma^+(q) = 1/4 (R_{H^-} - R_{H^+}).
\end{aligned}$$

Sind also die Wirkungsquerschnitte für die Stoßsysteme Protonen, Antiprotonen und Alphateilchen auf Helium bekannt, läßt sich daraus das Verhältnis für ein beliebiges Stoßsysteme nach Formel (I) errechnen. Die Wirkungsquerschnitte für die Ionisation von Helium durch H^+ und He^{2+} sind vielfältig vermessen worden, während die Wirkungsquerschnitte für Antiprotonen von Andersen et al. (/AND86/) durch Messungen am LEAR bei CERN geliefert wurden. Die Verhältnisse R_I , R_{II} und R_{Int} wurden ermittelt und in Abhängigkeit von der Projektilenergie grafisch dargestellt (Bild 5.3.3.3.I). Eingezeichnet sind sowohl die experimentell als auch von Andersen theoretisch (siehe Kapitel 2.2.3.4.) ermittelten Werte für die Verhältnisse als auch die Stellen, zu denen hin für die Stoßsysteme 20 MeV/u N^{7+} und 500 MeV/u Kr^{36+} extrapoliert werden muß. Hier zeigt sich die Schwie-

rigkeit in der Verwendung von Andersens Ansatz für die Berechnung der Verhältnisse in hochenergetischen Stößen. Während die experimentellen Kurven für R_I , R_{II} und R_{Int} ohne größere Schwierigkeiten bis in den Bereich der Stickstoffmessungen zwischen 10 und 30 MeV/u hin fortgesetzt werden können, ist dies für die nahezu relativistischen Stöße, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden, nur schwer möglich.

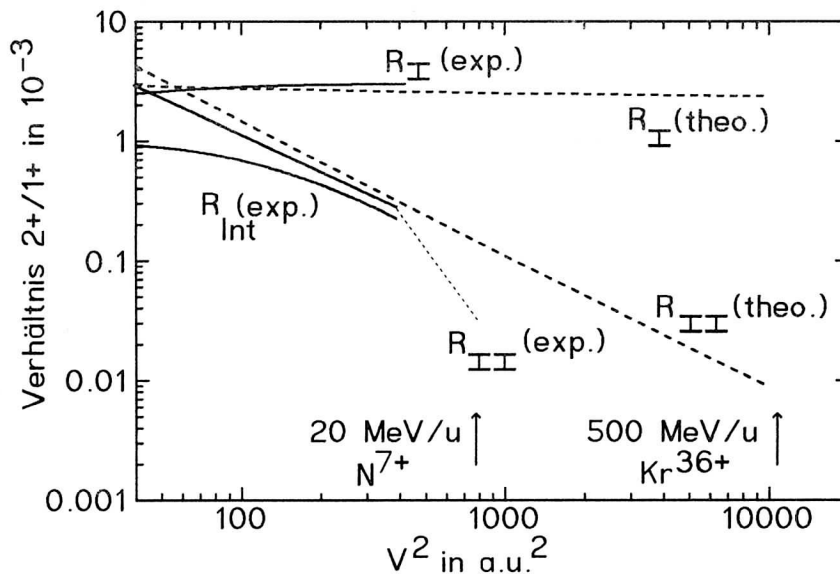


Bild 5.3.3.3.I Die Verhältnisse R_I , R_{II} und R_{Int} (/AND86/) in Abhängigkeit von v^2

Da Andersen aber auch theoretische Abschätzungen für die Einfachionisation und die Shake-off und Two-Step Anteile zur Zweifachionisation angibt, lassen sich die Verhältnisse R_I und R_{II} nicht nur grafisch bestimmen, sondern auch berechnen. Der Interferenzterm R_{Int} konnte von Andersen nicht hergeleitet werden, aber man kann dem Bild 5.3.3.3.I entnehmen, daß die beiden Verhältnisse R_{II} und R_{Int} in etwa gleich groß sind. Damit läßt sich aus der Formel (I) der Fehler abschätzen, der sich aus einer Vernachlässigung des Interferenzterms ergibt. Dieser Fehler beträgt bei der Betrachtung des Verhältnisses für das Stoßsystem 500 MeV/u

Kr^{36+} auf Helium etwa 6% und liegt damit innerhalb der Meßgenauigkeit.

Bei der Herleitung der Formeln für die Ein- und Zweifachionisation setzt Andersen nichtrelativistische Verhältnisse voraus, also $\gamma = (1 - (v/c)^2)^{-1/2} = 1$. Dies ist für die Betrachtung der Stoßsysteme, die Stickstoff betreffen, gerechtfertigt (20 MeV/u entspricht $\gamma = 1.02$), nicht aber für 500 MeV/u ($\gamma = 1.54$) und 100 MeV/u ($\gamma = 2.07$) Krypton auf Helium. Außerdem wird in der Herleitung die Größe $v/c = 0$ gesetzt. Auch dies ist natürlich für die von uns betrachteten Stoßsysteme nicht zutreffend (500 MeV/u: $v/c = 0.76$, 1000 MeV/u: $v/c = 0.88$).

Für den relativistischen Fall gibt Andersen zwei weitere Formeln für Ein- und Zweifachionisation an. Der relativistische und der nichtrelativistische Wirkungsquerschnitt für die Einfachionisation sind im Vergleich mit experimentellen Daten in Bild 5.3.3.3.II in der üblichen Skalierung $\sigma(1+)/q$ gegen v_p^2/q dargestellt. Selbst der relativistische Querschnitt liegt deutlich höher als die experimentellen Daten. Daraus wäre zu schließen, daß auf jeden Fall besser

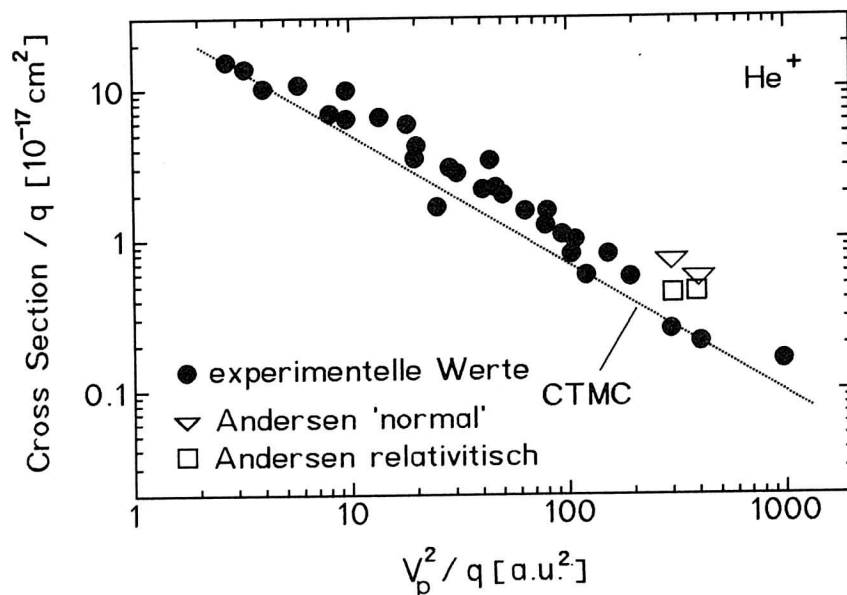


Bild 5.3.3.3.II Einfachionisationsquerschnitte im Vergleich mit Andersens Formeln

der relativistische Querschnitt zu verwenden ist. Bildet man allerdings das Verhältnis der Doppel- zur Einfachionisation, dann liegt dieses Verhältnis noch unter der Skalierungsformel von Knudsen. Es entspricht dem reinen Shake-off Anteil, wobei aber das Shake-off-Limit in diesen Stoßsystemen noch nicht erreicht sein kann.

Demzufolge ist es wohl besser, trotz der relativistischen Geschwindigkeit in den Andersens nichtrelativistische Gleichungen zur Berechnung des Verhältnisses heranzuziehen. Damit erhält man für die verschiedenen Stoßsysteme Kr^{36+} , N^{7+} und He^{2+} auf Helium die in Bild 5.3.3.3.III dargestellten Ergebnisse.

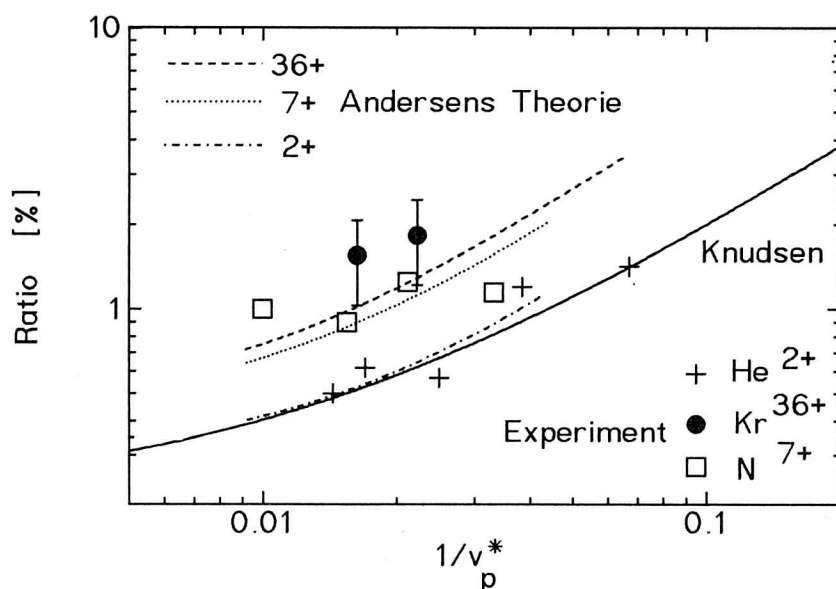


Bild 5.3.3.3.III Vergleich von Andersens und Knudsens Skalierungen mit den experimentellen Ergebnissen für Helium

Für die leichten Stoßsysteme wie zum Beispiel He^{2+} auf Helium sind Knudsens und Andersens Verhältnisse fast identisch. Im Gegensatz zu Knudsens Skalierung zeigen aber die nach Andersens berechneten Verhältnisse für schwerere Projektile eine deutliche Abhängigkeit vom Projektilladungszustand. Die Verhältnisse für die Stickstoffmessungen von

Heber et al. (/HEB90/) und für die Kryptonmessungen dieser Arbeit werden im Rahmen der Meßfehler wiedergegeben. Wie dem Bild 5.3.3.3.III entnommen werden kann, ändert sich das nach Andersen berechnete Verhältnis von Doppel- zu Einfachionisation für höhere Projektilladungszustände nicht mehr wesentlich. Dies steht in Einklang mit den beschriebenen Ladungsabhängigkeiten für die Einfach- und die Doppelionisation. Der skalierte Einfachionisationsquerschnitt $\sigma(1+)/q$ zeigt keine Abhängigkeit vom Projektilladungszustand, während bei der Doppelionisation auch in einer derartigen Skalierung für die niedrigen Ladungszustände noch eine Änderung zu beobachten ist. Die höheren Ladungszustände dagegen konvergieren schnell gegen eine gemeinsame Kurve und zeigen dann keine Abhängigkeit vom Projektilladungszustand mehr.

5.3.3.4. Vergleich mit der Skalierung nach DuBois

Während Knudsen zur Untersuchung der verschiedenen zur Zweifachionisation beitragenden Prozesse das Verhältnis zwischen Doppel- und Einfachionisation verwendet, betrachten DuBois und Toburen (/DUB88/) das Verhältnis R_{DUB} des totalen Querschnitts zur Wurzel aus dem Querschnitt für die Doppelionisation. Dieses Verhältnis läßt einen differenzierteren Einblick in die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Doppelionisationsprozesse für die unterschiedlichen Projektilladungszustände zu. Allerdings ist auch ein größerer meßtechnischer Aufwand erforderlich, da im Gegensatz zu Knudsen, der nur die relativen Verhältnisse zwischen Doppel- und Einfachionisation verwendet, DuBois und Toburen absolute Wirkungsquerschnitte benötigen.

Im Abschnitt 5.3.3.1.1. wurde gezeigt, daß das Verhältnis R_{DUB} für beide Prozesse eine unterschiedliche Geschwindig-

keitsabhängigkeit zeigt. Der Two-step Prozeß steigt mit $\ln(v_p)$, während der Shake-off mit $\sqrt{\ln(v_p)}/v_p$ fällt:

Two-step: $R_{DUB} \sim \ln(v_p)$ (steigend!)

Shake-off: $R_{DUB} \sim (\ln(v_p))^{1/2}/v_p$ (fallend!).

Bild 5.3.3.4.I zeigt R_{DUB} in Abhängigkeit vom Quadrat der Projektilgeschwindigkeit v_p . Dieses Bild entspricht Bild 2 in /DUB88/. Die Unterschiede für kleine Geschwindigkeiten kommen daher, daß DuBois und Toburen ausschließlich die direkte Ionisation behandeln und demzufolge keine Umladepro-

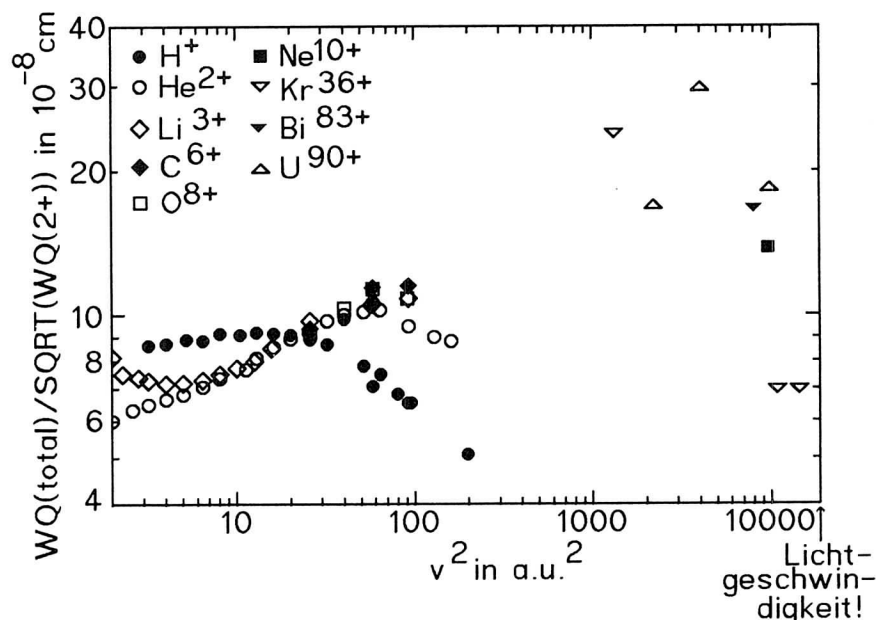


Bild 5.3.3.4.I $\sigma_{total}/\sqrt{\sigma_{2+}}$ in Abhängigkeit vom Quadrat der Projektilgeschwindigkeit v_p

zesse berücksichtigen. Diese machen sich im Bereich von $v^2 < 10$ a.u.² bemerkbar. Dieser Bereich ist für uns aber nicht von Bedeutung, da wir den Übergang zwischen Two-step und Shake-off betrachten wollen, der selbst für Wasserstoff im Bereich $v^2 > 10$ a.u.² liegt. In Bild 5.3.3.4.I sind für Protonen die Daten von Shah und Gilbody (/SHA85/) eingetragen. Diese liegen ebenso wie fast alle Messungen anderer Autoren für Protonen um etwa 15% über den Daten von DuBois

et al. (/DUB84/), die für Bild 2 in /DUB88/ verwendet wurden. Die Ursache dieser Diskrepanz ist bisher nicht geklärt worden.

Deutlich zu erkennen ist in Bild 5.3.3.4.I für Protonen der Übergang von $v_p^2 < 20 \text{ a.u.}^2$ (leicht steigende Abhängigkeit) zu $v_p^2 > 20 \text{ a.u.}^2$ (fallende Abhängigkeit). Dies stellt genau den Übergang vom Zweistufen- zum Shake-off-Prozeß dar. Für alle Projektile, die schwerer sind als Protonen, kann man sagen, daß das Verhältnis R_{DUB} im Bereich zwischen $10 \text{ a.u.}^2 < v_p^2 < 100 \text{ a.u.}^2$ keine Abhängigkeit vom Projektilladungszustand zeigt. Dies steht ebenfalls im Einklang mit den Voraussagen von DuBois und Toburen (/DUB88/) für den Zweistufenprozeß.

Aus den von den beiden Autoren verwendeten Formeln für die zwei Beiträge zur Doppelionisation läßt sich auf den Geschwindigkeitsbereich schließen, in dem der Übergang vom Zweistufen- in den Shake-off-Prozeß zu erwarten ist. Die Skalierungen für die beiden Prozesse ergeben, daß die Übergangsgeschwindigkeit direkt proportional zum Projektilladungszustand ist. Der Übergang findet für Protonen bei 20 a.u.^2 (0.5 MeV/u) statt. Daraus erhält man für Heliumprojek-

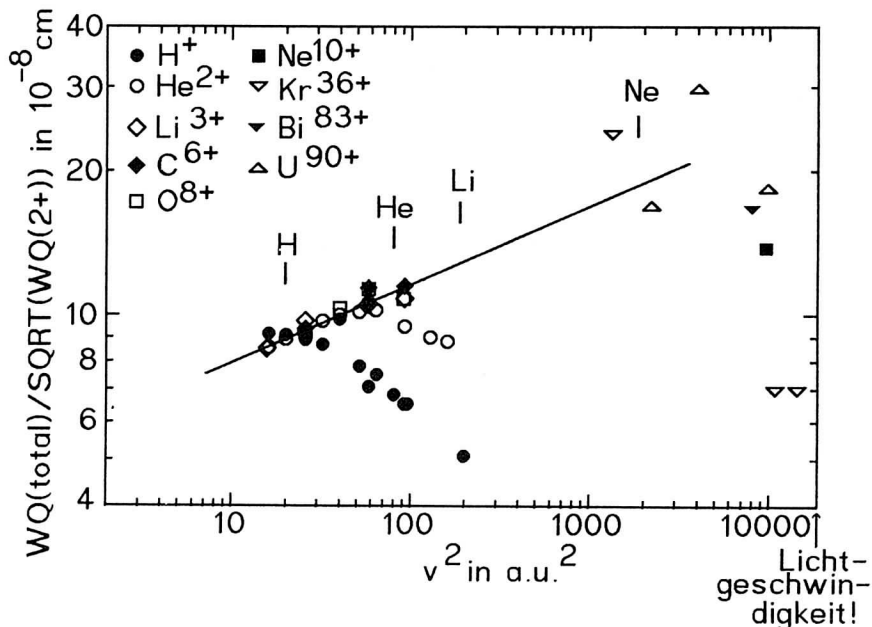


Bild 5.3.3.4.II Übergänge zwischen Two-Step und Shake-off im Bild von DuBois und Toburen (/DUB88/)

tile ein v_p^2 von etwa 80 a.u.^2 , für Li^{3+} entsprechend 180 a.u.^2 , für Ne^{10+} 2000 a.u.^2 . Kr^{36+} entsprächen 25929 a.u.^2 und U^{90+} gar 162000 a.u.^2 . Diese Werte sind in Bild 5.3.3.4.II eingezeichnet. Der vorhergesagte Übergangspunkt stimmt für Helium recht gut. Für Lithium wurde die nötige Geschwindigkeit aber noch nicht erreicht. Nimmt man im Fall des von uns gemessenen 400 MeV/u Ne^{10+} die berechnete Übergangsgeschwindigkeit an und von da ab einen Abfall entsprechend der Voraussage des Shake-off-Modells, dann paßt der Neon-Meßpunkt sehr gut in dieses Bild. Dies stimmt auch mit der Einordnung des Prozesses als Shake-off im Bild von Knudsen überein.

Für alle schwereren Projektile ist eine derartige Einordnung aber schwierig. Da die Lichtgeschwindigkeit c (in atomaren Einheiten $c=137 \text{ a.u.}$) eine natürliche obere Grenze für die Geschwindigkeit darstellt, ergibt sich maximal ein Geschwindigkeitsquadrat von 18769 a.u.^2 . Alle höhere Werte sind naturgemäß unsinnig. Hier erkennt man die Problematik in den Modellen für große Geschwindigkeiten und hohe Projektilladungszustände. Die Extrapolation der Vorhersagen aus Modellen, die im niederenergetischen Geschwindigkeitsbereich ihre Gültigkeit haben, hin zu nahezu relativistischen Projektilgeschwindigkeiten ist für hochgeladene Projektile im Bild von DuBois und Toburen nicht möglich.

5.3.3.5. Verschiedenes zur Betrachtung des Verhältnisses $\text{He}^{2+}/\text{He}^{1+}$

5.3.3.5.1. Die Skalierungsformeln und das Verhältnis $\text{He}^{2+}/\text{He}^{1+}$

Da sowohl von Janev (/JAN92/, siehe auch Kapitel 5.2.3. und 5.3.2.2.) als auch im Rahmen dieser Arbeit Skalierungen für die Wirkungsquerschnitte der Einfach- und Zweifachionisation angegeben werden, läßt sich aus diesen Formeln auch das Verhältnis von $\text{He}^{2+}/\text{He}^{1+}$ berechnen. Allerdings sind die Fitformeln zu unpräzise, um verlässliche Voraussagen im Pro-

zentbereich zu erlauben. Dies sieht man schon im Bild 5.3.3.5.1.I, welches das Ergebnis unserer Fitformeln für die totale Ionisation, die ja im betrachteten Bereich statt der Einfachionisation verwendet werden kann, und die Zweifachionisation in der Skalierung von Knudsen darstellt. Die Fitformel für die totale Ionisation wurde den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten hochenergetischen Messungen angepaßt. In diesem Geschwindigkeitsbereich stimmen die Verhältnisse deshalb auch gut. So werden die Verhältnisse für

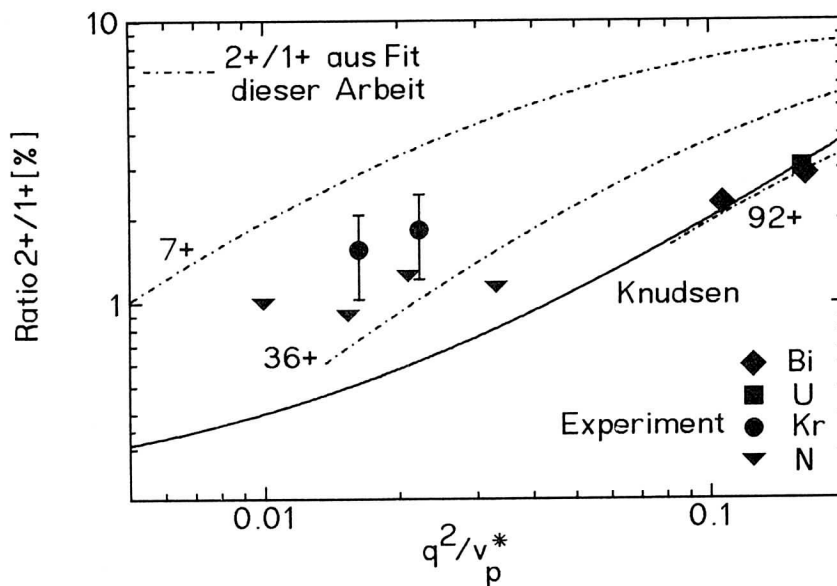


Bild 5.3.3.5.1.I Verhältnis von $\text{He}^{2+}/\text{He}^+$ aus den Fitformeln dieser Arbeit

Uran, Wismut und auch das im Bild nicht eingetragene Neon gut wiedergegeben. Da die Fitformel für die Zweifachionisation sowohl aus den hohen Projektilladungszustände wie U^{92+} und $\text{Bi}^{67+, 83+}$, als auch dem Wert für Ne^{10+} stammt, andererseits aber bekannt ist, daß für die Zweifachionisation in der Skalierung $\sigma(2+)/q$ gegen v^2/q noch eine Abhängigkeit von der Projektilladung q vorhanden ist, ist es nicht verwunderlich, daß die Meßpunkte für Krypton nicht gut reproduziert werden, da der berechnete Wirkungsquerschnitt

der Doppelionisation sicher zu tief liegt.

Die Berechnung für den Ladungszustand 36+, also das von uns ebenfalls gemessene Krypton, reicht bis an die durch die Lichtgeschwindigkeit vorgegebene Grenze der Projektilgeschwindigkeit. Die Messungen von 500 und 1000 MeV/u Kr^{36+} sind schon so nah an dieser Grenze, daß nicht auszuschließen ist, daß andere relativistische Effekte als die berücksichtigte Geschwindigkeit hier die Wirkungsquerschnitte vor allem für die Doppelionisation beeinflussen.

In Bild 5.3.3.5.1.I ist außerdem zu bemerken, daß das Ergebnis unserer Fitformeln für das Verhältnis eine umgekehrte Abhängigkeit von der Projektilladung als die Meßdaten voraussagt. In den Messungen liegen die Verhältnisse für Krypton über denen von Stickstoff, während die berechneten Werte von Stickstoff (obere strichpunktierte Kurve für 7+) deutlich höher als die von Krypton (untere strichpunk-

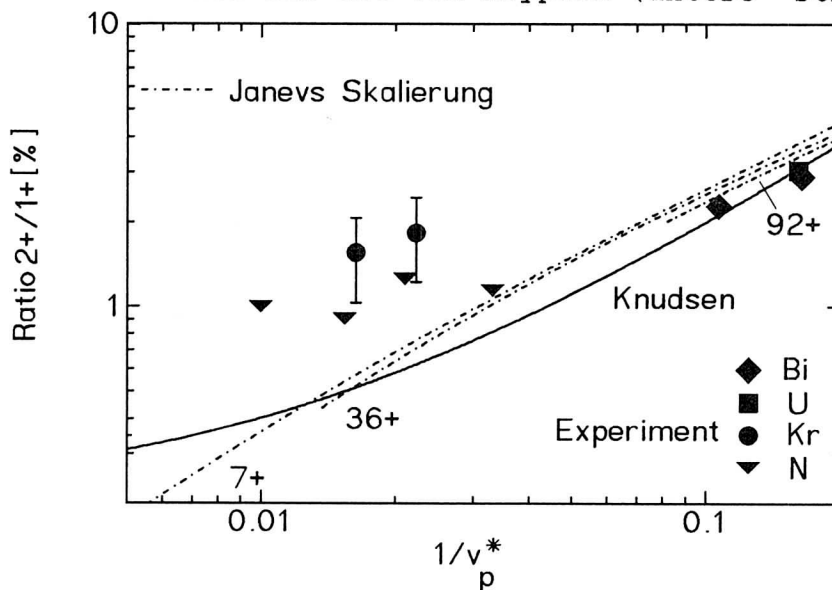


Bild 5.3.3.5.1.II Verhältnis von $\text{He}^{2+}/\text{He}^+$ aus den Fitformeln von Janev (siehe Kapitel 2.2.3.5.)

tierte Kurve für 36+) sind. Diese Tendenz zeigen auch die nach Janevs Formeln berechneten Werte in Bild 5.3.3.5.1.II, wobei hier allerdings nur geringe Unterschiede zwischen den einzelnen Projektilladungszuständen zu verzeichnen sind. Insgesamt ist zu sagen, daß beide Fitformeln für die Einfach- und Zweifachionisation zur präzisen Berechnung des

Verhältnisses $\text{He}^{2+}/\text{He}^+$ nicht geeignet sind. Die Hauptursache liegt darin, daß vor allem im Fall der Doppelionisation durchgängige Messungen der Geschwindigkeitsabhängigkeit bis in den relativistischen Bereich für verschiedene Projektilladungen noch nicht durchgeführt worden sind. Dementsprechend fehlt es an Fitformeln an der nötigen Präzision für die korrekte Vorhersage der Verhältnisse $\sigma(2+)/\sigma(1+)$.

5.3.3.5.2. Andere Arten der Auftragung des Verhältnisses

Da das Verhältnis R von $\sigma(\text{He}^{2+})/\sigma(\text{He}^+)$ für den Zweistufenprozeß der Doppelionisation im Wesentlichen proportional zu $(q/v)^2$ ist (/TAN92/ und ausführliche Diskussion in /BER92/), läßt sich wie in Bild 5.3.3.5.2.I R als Funktion von $(v/q)^2$ darstellen. Im Bereich des Zweistufenprozesses

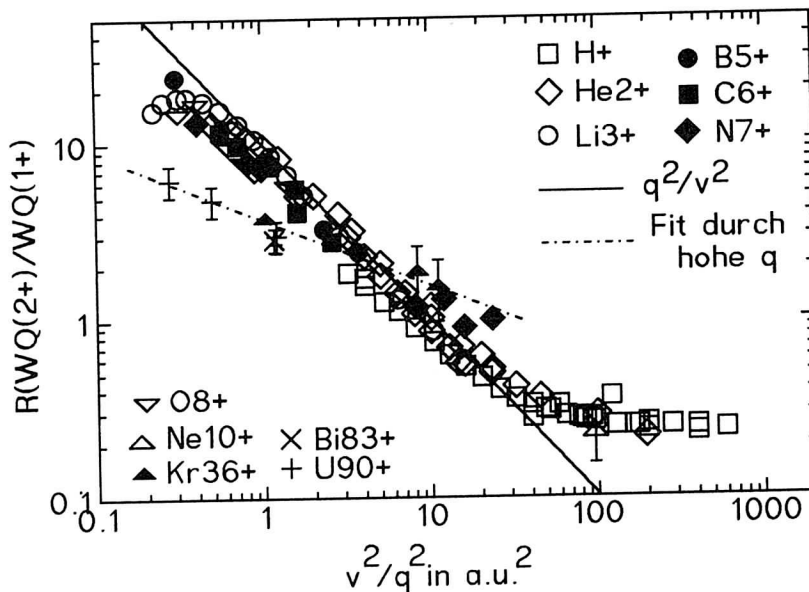


Bild 5.3.3.5.2.I Verhältnis $\text{He}^{2+}/\text{He}^+$ als Funktion von $(v/q)^2$

sollte R mit $(v/q)^{-2}$ abfallen. Diese Abhängigkeit ist ebenfalls eingezeichnet (durchgezogene Linie) und wird durch die experimentellen Ergebnisse bestätigt. Dem Bild kann man

entnehmen, daß für Werte von $(v/q)^2 < 20$ der Two-step der dominante Prozeß in der Doppelionisation ist. Für Werte von $20 < (v/q)^2 < 100$ tragen sowohl der Zweistufen- als auch der Shake-off-Prozeß zum Querschnitt der Doppelionisation bei, während für $(v/q)^2 > 100$ nur noch der Shake-off stattfindet. Während alle niedrigen Projektilladungszustände $q \leq 10$ auf eine universelle Kurve fallen (auch die Daten von Heber et al. liegen nur wenig darüber), weichen die Verhältnisse für hochgeladene Projektile von dieser Kurve ab. Da auch 400 MeV/u Ne^{10+} auf der allgemeinen Kurve liegt, scheint dieses abweichende Verhalten eher auf den hohen Projektilladungszustand zurückzuführen zu sein als auf die Geschwindigkeit. Derartig große Ladungen ($q=36-92$) verursachen selbst bei relativistischen Geschwindigkeiten noch so große Störungen, daß die Verwendung störungstheoretische Verfahren, die zur Herleitung der Abhängigkeit von R verwendet wurden, zumindest fraglich erscheint (siehe /BER92/).

In Knudsens Art der Auftragung von $\text{He}^{2+}/\text{He}^+$ über q^2/v_p^* stellt die Abszisse eine Art Maß für die Störung des

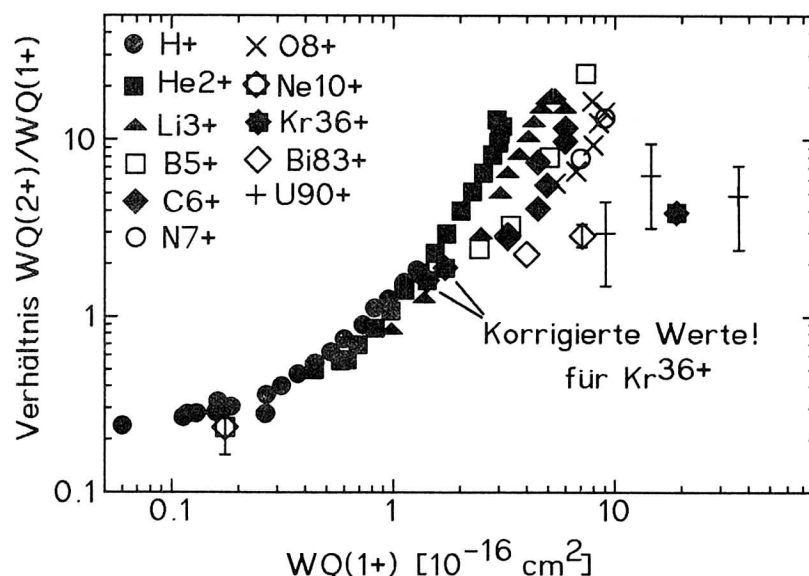


Bild 5.3.3.5.2.II $\sigma(2+)/\sigma(1+)$ gegen den Einfachionisationsquerschnitt mit korrigierten Werten für Kr^{36+}

Heliumatoms durch das Projektil dar. Ist diese Störung klein, dann überwiegt der Shake-off. Ist sie groß, so bestimmt der Zweistufenprozeß den Wirkungsquerschnitt. Ein anderes - vielleicht besseres - Maß für die Störung stellt der Einfachionisationsquerschnitt dar. Deshalb ist in Bild 5.3.3.5.2.II das Verhältnis gegen diesen Querschnitt aufgetragen, wobei die Einfachionisationsquerschnitte von 500 und 1000 MeV/u Kr^{36+} aus folgendem Grund korrigiert wurden: Messungen mit nahezu relativistischen Ionen wurden am SIS mit verschiedenen Projektilen und Energien durchgeführt (300 MeV/u Bi^{67+} , 300 MeV/u Bi^{83+} , 400 MeV/u Ne^{10+} , 500 MeV/u Kr^{36+} , 1000 MeV/u Kr^{36+}). Wie in Kapitel 4.5.1. dargestellt konnte für die Messungen, die nicht Krypton betrafen, eine Pulserabsolutnormierung durchgeführt werden. Diese brachte eine Korrektur gegenüber den ohne diese Art der Normierung durchgeführten Messungen, die zur Folge hatte, daß die Wirkungsquerschnitte jeweils etwa mit einem Faktor zwei multipliziert werden mußten. Diese Pulsernormierung wurde leider im Fall der Kryptonmessungen nicht durchgeführt (dadurch erklärt sich auch der relativ große Fehler der absoluten Einfachionisationsquerschnitte). Es ist aber anzunehmen, daß die beiden das Krypton betreffenden Wirkungsquerschnitte ebenfalls mit diesem Faktor zwei multipliziert werden müssen. Dies hat keine Auswirkungen auf das Verhältnis $\sigma(2+)/\sigma(1+)$, da dieses eine relative Größe ist, aber in der Auftragung des Verhältnisses gegen den Einfachquerschnitt ergibt sich dann das oben gezeigte Bild 5.3.3.5.2.II.

Für niedrige Werte auf der Abszisse, also kleine Störungen, scheint es für alle Ladungen wieder einen gemeinsamen Grenzwert, nämlich das Shake-off Limit von circa 0.22% zu geben. Mit wachsendem Einfachquerschnitt spaltet sich das Verhältnis $\sigma(2+)/\sigma(+)$ je nach Ladungszustand in verschiedene Äste auf. Dies verdeutlicht das Bild 5.3.3.5.2.III, in dem für verschiedene Ladungszustände ein Fit durch die Ver-

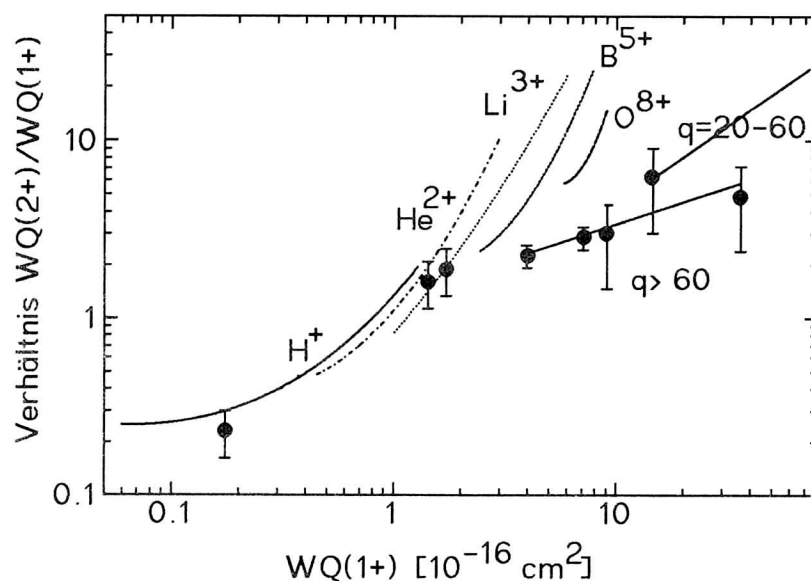


Bild 5.3.3.5.2.III Fit der Verhältnisse $\text{He}^{2+}/\text{He}^{+}$ für verschiedene Projektilladungszustände

hältnisse gelegt wurde. Es ist also offensichtlich nicht so, daß bei derselben 'Störung', also identischem Einfachionisationsquerschnitt, auch dasselbe Verhältnis $\sigma(2+)/\sigma(1+)$ erreicht wird. Vielmehr erreicht ein niedrig geladenes Projektil bei gleicher Einfachionisation ein wesentlich größeres Verhältnis, was bedeutet, daß der Wirkungsquerschnitt der Doppelionisation stärker steigt als der der Einfachionisation. Dies ist auch verständlich, wenn man die Geschwindigkeitsabhängigkeit der verschiedenen Ionisationsprozesse betrachtet. Ein leichtes Ion muß, um denselben Einfachquerschnitt wie ein schwereres zu erreichen, wesentlich langsamer sein als letzteres. Dies heißt aber wegen der unterschiedlichen Steigung der Geschwindigkeitsabhängigkeiten für die Einfach- und die Doppelionisation, daß damit das leichtere Ion einen größeren Anteil an He^{2+} erzeugt (zum Vergleich der unterschiedlichen Geschwindigkeitsabhängigkeiten siehe die Bilder 5.3.1.1.I und 5.3.2.1.I).

In dieses Bild der Ladungsabhängigkeit fügen sich die korrigierten Verhältnisse für Krypton genauso wie die anderen

hochenergetischen Messungen sehr gut ein. Kennt man den Einfachionisationsquerschnitt eines Stoßsystems und den Projektilladungszustand, dann läßt sich im Prinzip aus Bild 5.3.3.5.2.III das Verhältnis $\sigma(2+)/\sigma(1+)$ und damit natürlich auch der Wirkungsquerschnitt für die Doppelionisation ablesen. Dies wurde für das Projektil Kr^{36+} für verschiedene Energien durchgeführt, wobei die in dieser Arbeit angegebene Skalierungsformel für den totalen Ionisations-

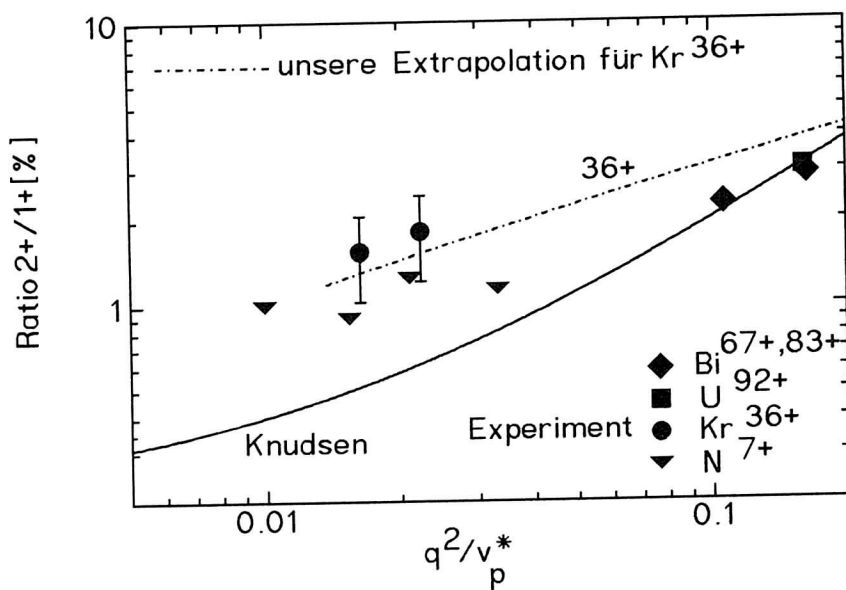


Bild 5.3.3.5.2.IV: Extrapolation von $\text{He}^{2+}/\text{He}^+$ aus Bild 5.3.3.5.2.III für Krypton unter Verwendung der Fitformel aus dieser Arbeit

querschnitt verwendet wurde (der Fehler, der aus dem Unterschied zwischen dem totalen Querschnitt und dem der Einfachionisation resultiert, ist bei den hier betrachteten hohen Projektilgeschwindigkeiten klein!). Das Ergebnis zeigt das Bild 5.3.3.5.2.IV. Trotz der eigentlich geringen Zuverlässigkeit dieser Methode zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Verhältnissen. Janevs Formel für die Einfachionisation wurde nicht verwendet, da die Skalierung in diesem Geschwindigkeitsbereich die gemessenen Werte für die Einfachionisation um einen Faktor drei

unterschätzt.

Dasselbe Verfahren wurde auch auf die von Heber et al. (/HEB90/) gemessenen Verhältnisse für Stickstoff angewendet. Da in diesen Messungen lediglich die Verhältnisse, nicht aber die absoluten Wirkungsquerschnitte für die Einfachionisation bestimmt wurden, wurden sowohl unsere als auch Janevs Formeln für die Einfachionisation herangezogen. Das Ergebnis ist in Bild 5.3.3.5.2.V dargestellt. Hier ist die Übereinstimmung mit keiner der beiden Formeln gut, wobei die von Heber gemessenen Werte zwischen den beiden berechneten Kurven liegen.

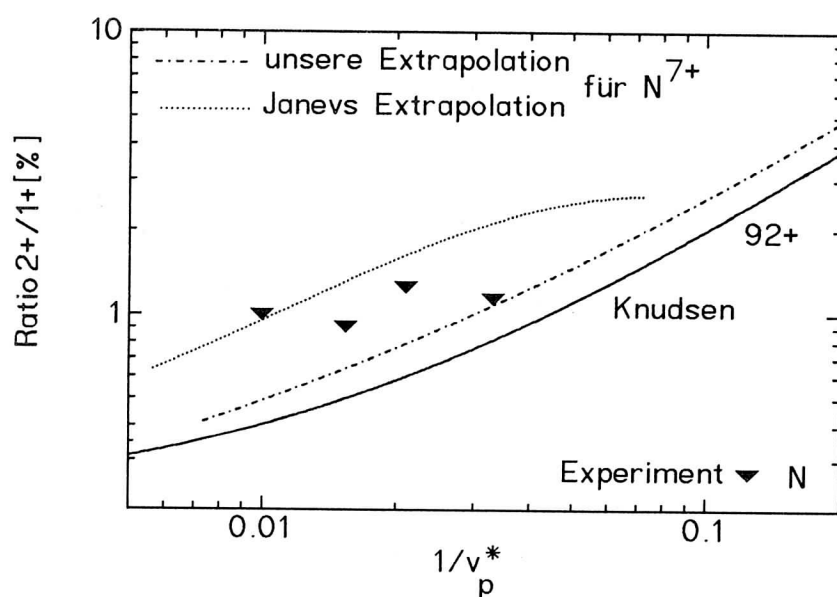


Bild 5.3.3.5.2.V: Extrapolation von $\text{He}^{2+}/\text{He}^+$ aus Bild 5.3.3.5.2.III für Stickstoff unter Verwendung der Fitformel aus dieser Arbeit und der Formel von Janev

Zusammenfassend kann man sagen, daß dieses Verfahren ein gutes Mittel zu sein scheint, um bei bekanntem Einfachionisationsquerschnitt das Verhältnis $\text{He}^{2+}/\text{He}^+$ und damit auch den Doppelionisationsquerschnitt zu ermitteln. Um die Genauigkeit der Extrapolationen zu verbessern, wäre es wünschenswert, wenn gerade für die Projektilladungen $q > 10$ der

Bereich mittlerer Geschwindigkeiten mit Einfachquerschnitten zwischen $1 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ und $1 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ genauer untersucht würde, da in diesem Bereich bisher keine experimentellen Daten existieren.

5.3.3.5.3. Ergänzendes Wort zu den Grenzen der Modelle

Schon in der Betrachtung der Verhältnisse im Bild von DuBois und Toburen in Kapitel 5.3.3.4. tauchten für nahezu relativistische Projektile Schwierigkeiten bei der Klassifizierung des Stoßprozesses als Shake-off oder Two-step Prozeß auf. Diese Schwierigkeiten sind auch im Bild von Knudsen enthalten, nur sind sie dort nicht so deutlich zu erkennen. Deshalb wurden für das Bild 5.3.3.5.3.I für den im Rahmen dieser Arbeit hauptsächlich betrachteten Bereich die durch die Lichtgeschwindigkeit bedingten Grenzen berechnet. Die auf der Abszisse aufgetragene Größe ist $q^2/v_p^* = q^2 / (v^2 \ln(2.086v))$ in atomaren Einheiten. Da die Geschwindigkeit v nie die Lichtgeschwindigkeit $c=137$ a.u.

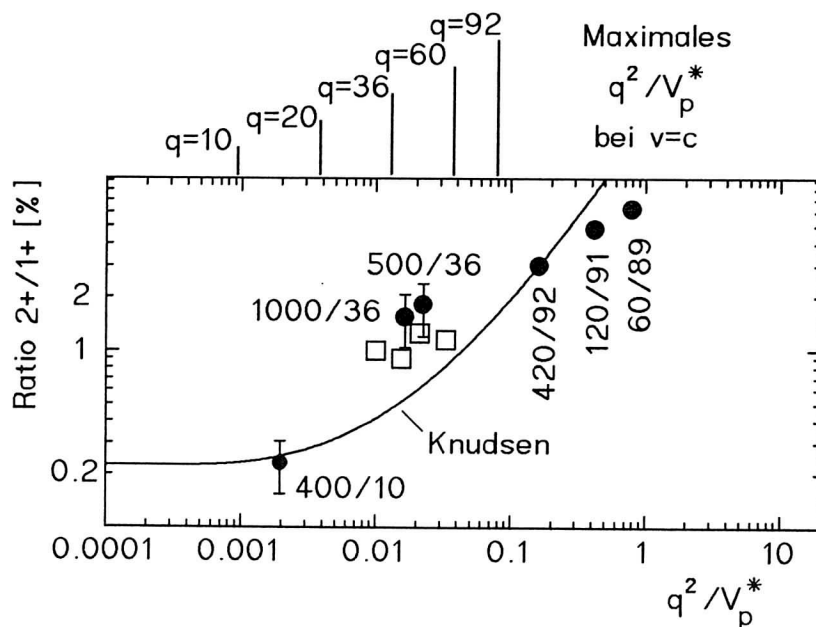


Bild 5.3.3.5.3.I Grenzen der Modelle in der Skalierung von Knudsen

überschreiten kann, ergibt sich hieraus für jeden Ladungszustand eine natürliche Grenze, die in Richtung kleinerer Werte auf der Abszisse nicht unterschritten werden kann. Diese Grenzen sind für verschiedene Ladungszustände im oberen Teil des Bildes eingetragen. Sie werfen eine wichtige Frage auf: Da zum Beispiel für Kr^{36+} kein kleinerer Wert als $q^2/v_p^* = 0.0122$ erreicht werden kann, wird für diesen Ladungszustand - selbst wenn man nur Knudsens Skalierung betrachtet - nie das Hochenergielimit erreicht, in dem nur noch SO-Prozesse stattfinden. Die Tatsache, daß dieses Limit für 400 MeV/u Ne^{10+} bestätigt wurde, ist für die Betrachtung von Krypton bedeutungslos, da die Grenze für den Ladungszustand $10+$ in dem Bereich von Knudsens Skalierung liegt, in dem das Limit von 0.22% auch zu erwarten ist. Es scheint, daß bei der theoretischen Betrachtung des Ionisationsverhaltens von relativistischen und gleichzeitig auch hochgeladenen Projektilen die dadurch entstehenden Schwierigkeiten noch nicht ausreichend berücksichtigt worden sind. Dieses Problem wurde bisher nur wenig beachtet, da fast alle anderen Veröffentlichungen zu diesem Thema als Skalierungsgröße die Projektilenergie statt korrekterweise das Quadrat der Geschwindigkeit verwenden. Dies war solange vernünftig als kaum Möglichkeiten der Messung mit hochgeladenen relativistischen Projektilen bestanden. In den letzten Jahren hat sich die Situation mit Inbetriebnahme der Beschleunigerkomplexes UNILAC-SIS und ESR an der GSI in Darmstadt aber geändert, so daß jetzt auch die Grenzwerte für relativistische hochgeladene Projektile vermessen werden können. Dies stellt eine neue Herausforderung für die theoretischen Modelle der Beschreibung des Ionisationsvorgangs und insbesondere der Doppelionisation von Helium dar.

5.4. Absolute Wirkungsquerschnitte für Neon und Argon

Im Gegensatz zu Helium handelt es sich bei Neon und Argon um Targets mit vielen Elektronen. Dies erschwert die theoretische Behandlung des Ionisationsvorganges wesentlich. Bei der Betrachtung der Ionisation von Helium konnte noch darauf verzichtet werden, Innerschalenprozesse wie die Ionisation eines K-Elektrons und darauffolgende Augerübergänge in die Berechnung mit einzubeziehen. Außerdem ist eine Differenzierung des Vorgangs der Ionisation in Shake-off und Doppelstoßanteile für Neon und Argon nicht mehr so einfach möglich. So haben Manson et al. (/MAN83/) gezeigt, daß sechs mögliche Wege zur Doppelionisation von Neon existieren, von denen drei über eine Innerschalenionisation führen.

Trotz dieser Schwierigkeiten hat Andersen (/AND87/) ein zur Heliumionisation analoges Bild für die Einfach- und Doppelionisation von Neon und Argon vorgeschlagen, allerdings nur für Projektilgeschwindigkeiten, die deutlich kleiner sind als die Geschwindigkeit der Elektronen der K-Schale des Targets. Diese Einschränkung bewirkt, daß der Elektroneneinfang aus der K-Schale, der einen großen Anteil an den Innerschalenprozessen hat, wegen des Geschwindigkeitsunterschieds zwischen Projektil und Elektron vernachlässigbar ist. Andersen gibt als obere Grenze für die Energie des Projektils 10 MeV an.

Die relative Einfachheit in der Beschreibung des Ionisationsvorgangs bei Helium führt dazu, daß Theorien und Näherungen experimentell gut überprüfbar sind, da diese präzise Voraussagen zum Beispiel über absolute Wirkungsquerschnitte oder über das Verhältnis $\sigma(\text{He}^{2+})/\sigma(\text{He}^{1+})$ treffen. Den Experimenten mit Vielelektronentargets wie Neon oder Argon fehlt in diesem Sinne ein fundamentaler Charakter. Dies ist der Grund dafür, daß sich vergleichsweise wenige Autoren mit der Vielfachionisation schwerer Edelgase beschäftigt haben. Dadurch gibt es anders als für die Ionisation von Helium bedauerlicherweise auch nur wenige absolute Vergleichsdaten für Neon und Argon.

5.4.1. Absolute Einfachionisationsquerschnitte für Neon und Argon

Genauso wie im Fall der Einfachionisation von Helium lassen sich auch für Neon und Argon die skalierten Wirkungsquerschnitte $\sigma(1+)/q$ gegen v^2/q auftragen. Dies ist in den Bildern 5.4.1.I.a (Neon) und 5.4.1.I.b (Argon) für den Stoß von vollständig ionisierten Projektilen mit den ent-

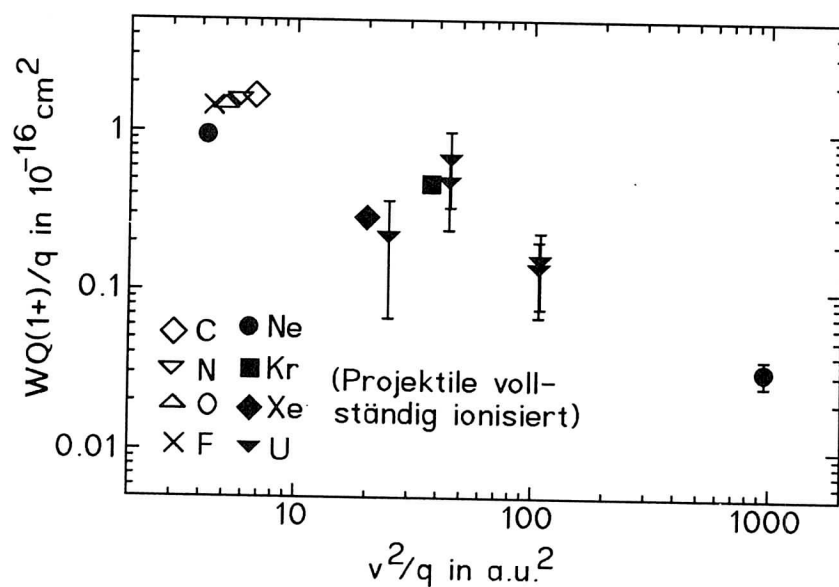


Bild 5.4.1.I.a $\sigma(1+)/q$ gegen v^2/q für die Ionisation von Neon durch vollständig ionisierte Projektile

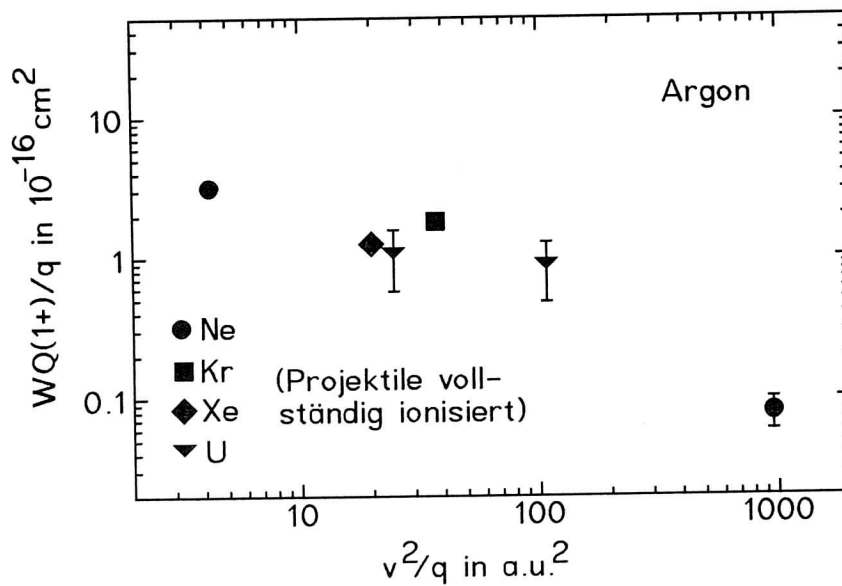


Bild 5.4.1.I.b $\sigma(1+)/q$ gegen v^2/q für die Ionisation von Argon durch vollständig ionisierte Projektile

sprechenden Edelgasen geschehen. Neben den Daten dieser Arbeit wurden noch die Messungen von Gray et al. (/GRA80/, C^{6+} , N^{7+} , O^{8+} , F^{9+}), Tawara et al. (/TAW90/, Ne^{10+}), Hennecart et al. (/HEN89/, Kr^{36+} , Xe^{52+}) und Kelbch et al. (/KEL86/, U^{92+}) verwendet. Trotz des erkennbaren Mangels an experimentellen Daten kann man sagen, daß auch für Neon und Argon die skalierten Querschnitte der Einfachionisation im Rahmen der experimentellen Fehler auf eine gemeinsame Kurve fallen.

Fügt man den beiden Bildern die experimentellen Werte für nicht vollständig ionisierte Projektile hinzu (/KEL84/, /KEL89/, /ULL84/, /ULL86/, /ULL87/, /COC79/, /BER88/, /TON85/, /TON86/, /MÜL87/), dann erhält man die Bilder 5.4.1.II.a (Neon) und 5.4.1.II.b (Argon). Genauso wie bei der Einfachionisation von Helium läßt sich sagen, daß für alle Projektile im Rahmen der Meßgenauigkeit keine Abweichungen von einer gemeinsamen Kurve zu erkennen sind.

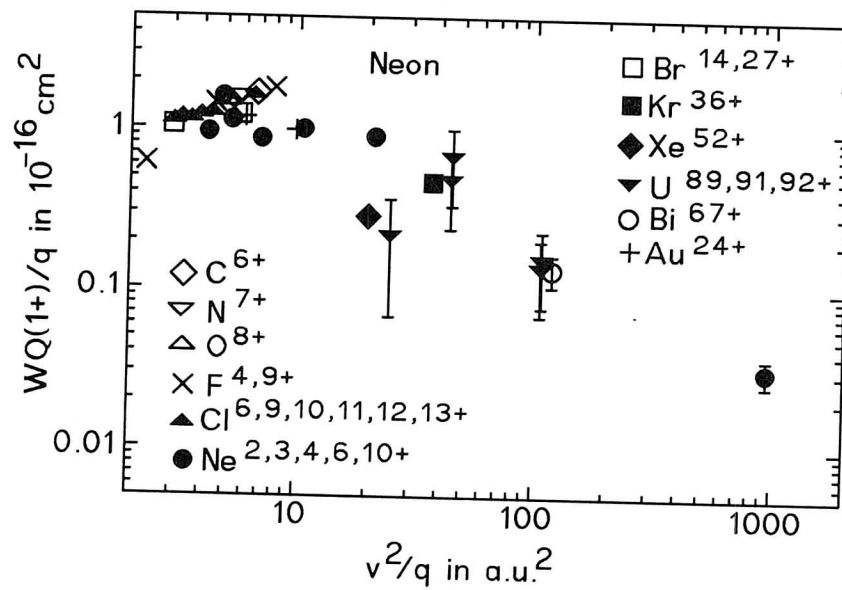


Bild 5.4.1.II.a $\sigma(1+)/q$ gegen v^2/q für die Ionisation von Neon (alle verfügbaren Daten)

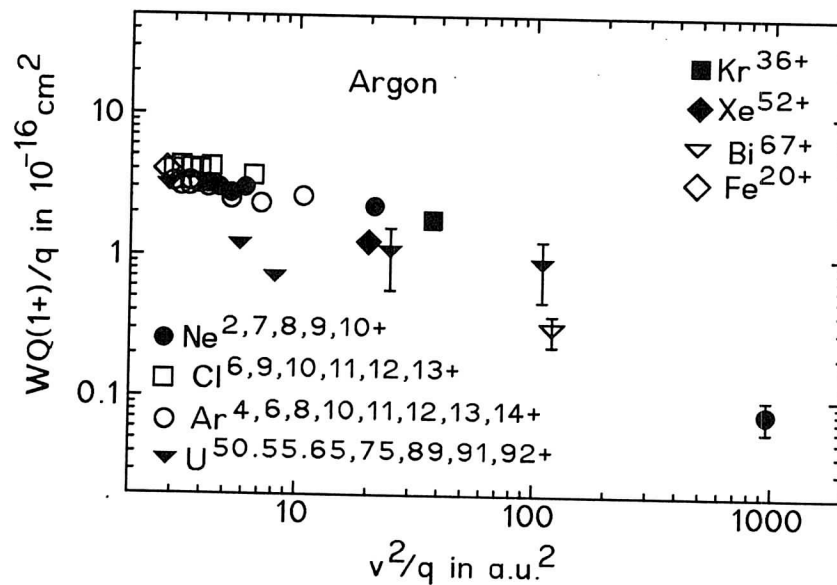


Bild 5.4.1.II.b $\sigma(1+)/q$ gegen v^2/q für die Ionisation von Argon (alle verfügbaren Daten)

Dies bedeutet wiederum, daß Abschirmungseffekte durch an das Projektil gebundene Elektronen für den Prozeß der Einfachionisation (sogenannte Core-Effekte) nicht relevant sind.

Allerdings liegen die beiden niederenergetischen Punkte für die Ionisation von Argon durch Uran (Ladungszustand 65+) deutlich unter den restlichen experimentellen Werten. Um zu entscheiden, ob hier doch Core-Effekte eine Rolle spielen, wären weitere und präzisere Messungen wünschenswert.

5.4.2. Verhältnis von $\sigma(2+)/\sigma(1+)$ für Neon und Argon

Die Beschreibung der Doppelionisation von Neon und Argon wird durch den Einfluß von Innerschalenprozessen erschwert (siehe oben). Trotzdem sollte auch für die schwereren Edelgase ein Shake-off-Limit existieren, da mit zunehmender Projektilenergie die effektive Reichweite des Projektilpotentials so stark abnimmt, daß eine Wechselwirkung mit mehreren Elektronen in einem Stoßprozeß extrem unwahrscheinlich wird. Damit ist die Doppelionisation genauso wie die Einfachionisation wieder nur die Folge einer einzigen Wechselwirkung zwischen Projektil und Target. Deshalb läßt sich für den Grenzfall hoher Geschwindigkeiten durchaus sagen, daß ein Shake-off Prozeß, also die Ionisation eines Elektrons durch das Projektil mit nachfolgendem 'Abschütteln' eines weiteren Elektrons, auch für die Targets Neon und Argon den Vorgang der Ionisation bei großen Projektilgeschwindigkeiten dominiert. Dies sollte sich wie bei Helium darin ausdrücken, daß das Verhältnis von $\sigma(2+)/\sigma(1+)$ ab einer bestimmten Projektilgeschwindigkeit konstant bleibt. Um dies zu überprüfen, wurde Knudsens Bild für Helium, also das Auftragen des Verhältnisses $\sigma(2+)/\sigma(1+)$ gegen $q^2/v_p^* = q^2 / (v_p^2 \cdot \ln(2.086 \cdot v_p))$ auf Neon und Argon angewendet. Die Bilder 5.4.2.I.a (Neon) und 5.4.2.I.b (Argon) zeigen die Ergebnisse für vollständig ionisierte Projektile. Für große Werte von q^2/v_p^* - also für niedrige Geschwindigkeiten

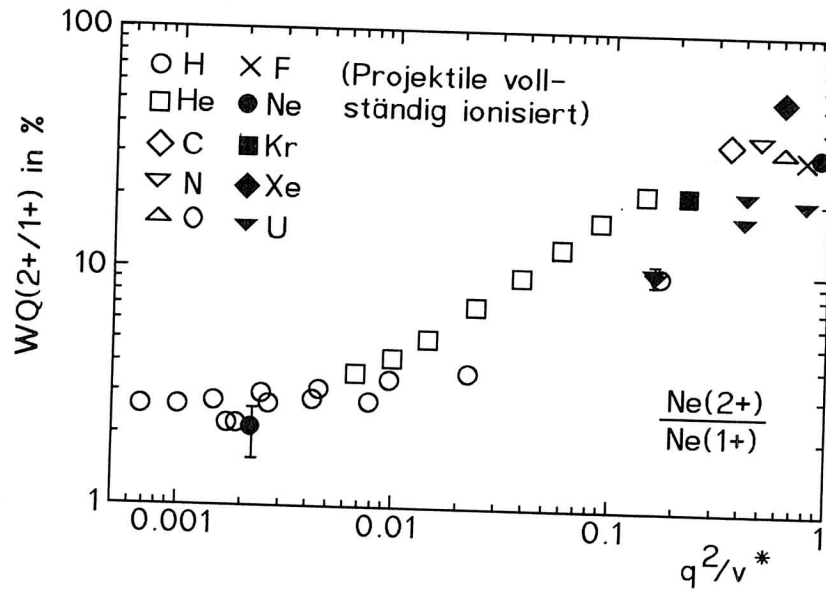


Bild 5.4.2.I.a Das Verhältnis von $\sigma(2+)/\sigma(1+)$ für Neon im Bild von Knudsen

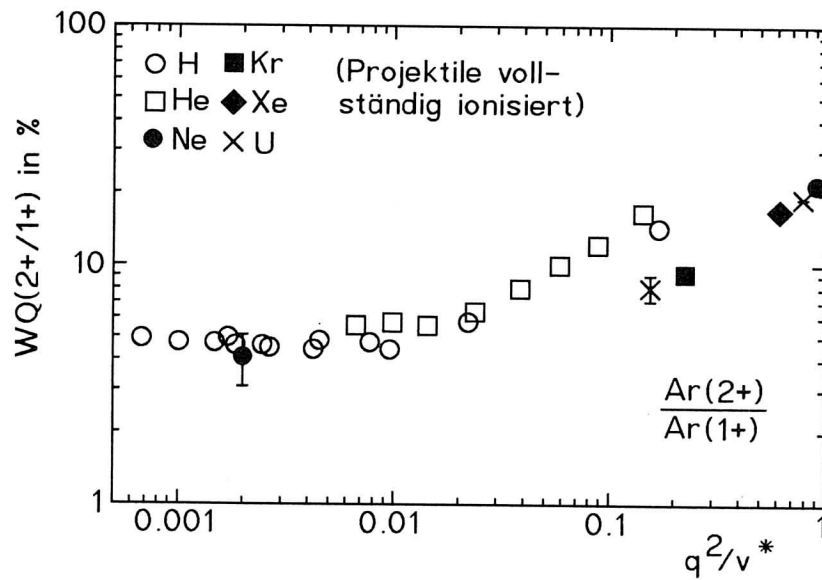


Bild 5.4.2.I.b Das Verhältnis von $\sigma(2+)/\sigma(1+)$ für Argon im Bild von Knudsen

und große Projektilladungen - stimmt die Skalierung von Knudsen natürlich nicht. Interessant für uns ist aber der Bereich kleiner Werte von q^2/v_p^* , in dem zu sehen ist, daß sowohl für Neon als auch für Argon das Verhältnis $\sigma(2+)/\sigma(1+)$ tatsächlich einen konstanten Wert annimmt.

Das Shake-off Limit liegt für Neon bei 2.5% und für Argon bei 4.7%. Vergleicht man diese Werte mit dem Limit von Helium, das etwa 0.23% beträgt, dann läßt sich ein einfaches statistisches Modell machen. Für einen Shake-off Prozeß im Helium wird zuerst ein Elektron ionisiert. Zurück bleibt das zweite Elektron. Dieses wird mit einer Wahrscheinlichkeit, die durch das gemessene Limit gegeben ist, ebenfalls ionisiert. Aus den Daten für Helium erhält man also eine projektilunabhängige Wahrscheinlichkeit für die Ionisation eines Elektrons durch die Relaxation des angeregten Systems in den Grundzustand. Bei Neon stehen für den zur Zweifachionisation führenden Shake-off nicht ein sondern noch neun Elektronen zur Verfügung (entsprechend bei Argon 17 Elektronen). Multipliziert man die aus der Doppelionisation von Helium erhaltene Wahrscheinlichkeit mit der

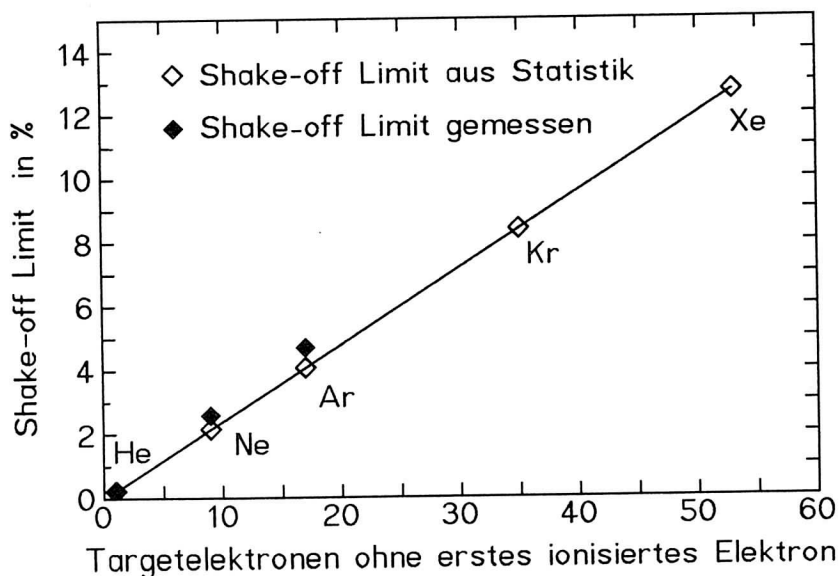


Bild 5.4.2.II Shake-off Limit der verschiedenen Edelgase

Anzahl der verfügbaren Elektronen, dann erhält man einen Wert, der mit den gemessenen Shake-off-Limits für die schwereren Edelgase gut übereinstimmt (Bild 5.4.2.II). Dieses statistische Bild ist natürlich zu einfach, um den Vorgang der Relaxation des angeregten Restions zu erklären, vor allem, da die unterschiedlichen Bindungsenergien der Elektronen überhaupt nicht berücksichtigt werden, aber es reproduziert die gemessenen Limits erstaunlich gut. Bedauerlicherweise wurden für die noch schwereren Edelgase Krypton und Xenon bisher nahezu überhaupt keine Messungen durchgeführt, so daß die Verhältnisse von Doppel- zu Einfachionisation für diese Gase nicht mit der Vorhersage aus dem einfachen statistischen Bild verglichen werden können.

5.4.3. Vergleich der gemessenen Ladungsverteilungen der Rückstoßionen mit theoretischen Rechnungen

Für die verschiedenen im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Stoßsysteme 3.6 MeV/u Au^{24+} auf Neon, 5.9 MeV/u Au^{24+} auf Neon und Argon, 60 MeV/u U^{9+} auf Neon und Argon, 120 MeV/u U^{9+} auf Neon und Argon, 420 MeV/u U^{9+} auf Neon, 300 MeV/u Bi^{67+} auf Neon und Argon und 400 MeV/u Ne^{10+} auf Neon und Argon wurden nCTMC-Rechnungen durchgeführt. Für das System 420 MeV/u U^{9+} auf Neon konnten zusätzlich noch die Rechnungen von M. Horbatsch aus Kelbch et al. (/KEL86/) hinzugezogen werden. Weitere Rechnungen nach dem quantenstatistischen Modell von M. Horbatsch waren für die übrigen Stoßsysteme leider nicht verfügbar.

Für die Stoßsysteme 3.6 MeV/u Au^{24+} auf Neon und 5.9 MeV/u Au^{24+} auf Neon und Argon wurde außer dem Ladungszustand des Rückstoßions noch der des Projektils bestimmt. Die Bilder 4.3.2.I, 4.3.2.IV und 4.3.2.V in Kapitel 4 zeigen die entsprechenden Wirkungsquerschnitte für die Umladeprozesse. Da bei den untersuchten Projektilenergien von 3.6 und 5.9 MeV/u der Gleichgewichtsladungszustand von Gold größer ist als der tatsächliche von $q=24$, finden hauptsächlich Elektronenverlustprozesse (Einfach- bis Dreifachloss) statt. Sol-

che Reaktionskanäle, bei denen zusätzlich zur Vielfachionisation des Targets ein- oder mehrfacher Elektronenverlust des Projektils auftritt, können theoretisch bisher nur für den einfachen Elektronenverlust berechnet werden, jedoch liegen für die untersuchten Stoßsysteme leider keine Rechnungen vor.

5.4.3.1. Die Vielfachionisation von Neon

Die Bilder 5.4.3.1.I.a und 5.4.3.1.I.b zeigen den Vergleich der experimentellen Ergebnisse zur Vielfachionisation von Neon mit den nCTMC-Rechnungen für die beiden Stoßsysteme 3.6 und 5.9 MeV/u Au^{24+} auf Neon. Eingetragen sind neben den experimentellen Wirkungsquerschnitten die Ergebnisse der

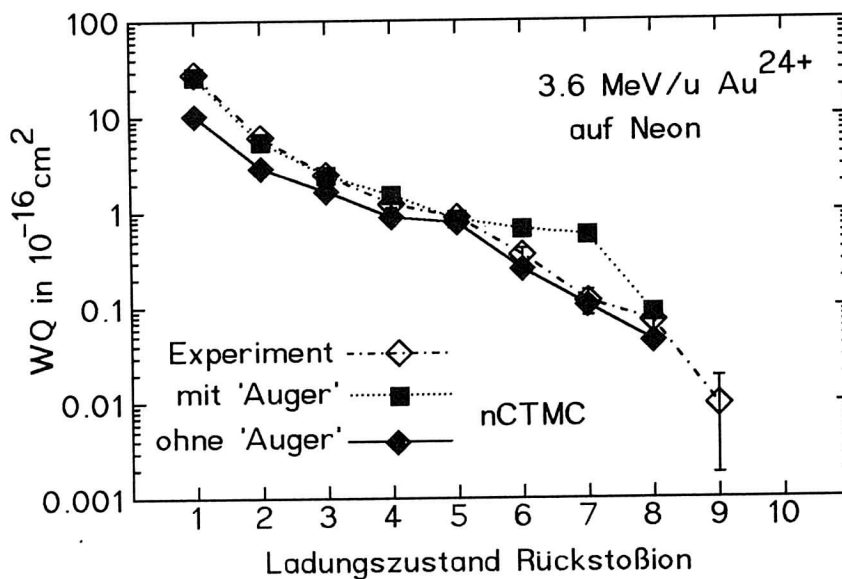


Bild 5.4.3.1.I.a 3.6 MeV/u Au^{24+} auf Neon. Vergleich der experimentellen Wirkungsquerschnitte mit nCTMC-Rechnungen

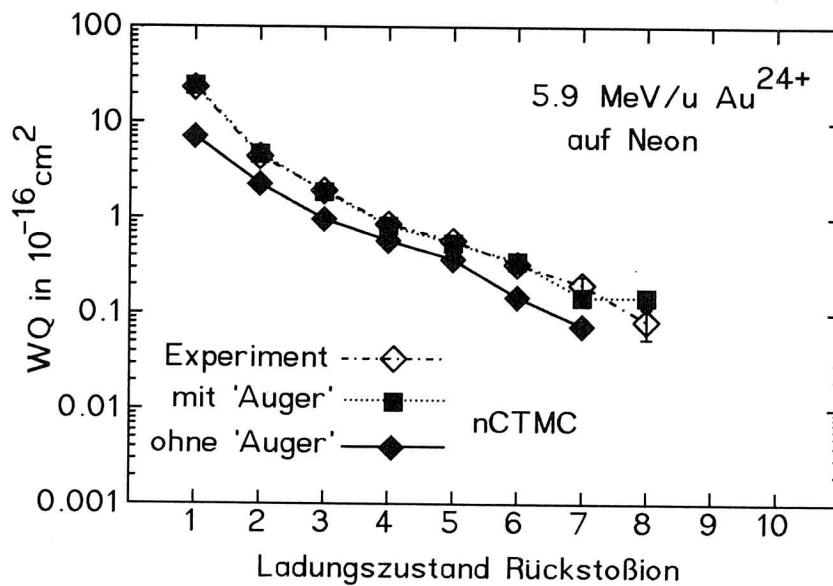


Bild 5.4.3.1.I.b 5.9 MeV/u Au²⁴⁺ auf Neon. Vergleich der experimentellen Wirkungsquerschnitte mit nCTMC-Rechnungen

Rechnungen mit und ohne Berücksichtigung von Augerprozessen. Für diese beiden vergleichsweise niederenergetischen Stoßsysteme stimmen die Rechnungen unter Berücksichtigung des Augerprozesses mit den Experimenten für die Projektil-ladungszustände $q < 6$ nahezu perfekt überein.

Die Bilder 5.4.3.1.II.a, 5.4.3.1.II.b und 5.4.3.1.II.c zeigen die Stoßsysteme 60, 120 und 420 MeV/u Uran auf Neon. Die absolute Höhe der Wirkungsquerschnitte für 60 MeV/u U⁹⁺ auf Neon konnte nur mit einer Genauigkeit von einem Faktor zwei gemessen werden. Betrachtet man noch einmal das Bild 5.2.2.II, welches die totalen Wirkungsquerschnitte für Neon zeigt, dann kann man schließen, daß die tatsächlichen Wirkungsquerschnitte wahrscheinlich um diesen Faktor zwei höher liegen und damit wieder eine befriedigende Übereinstimmung mit den Messungen zeigen.

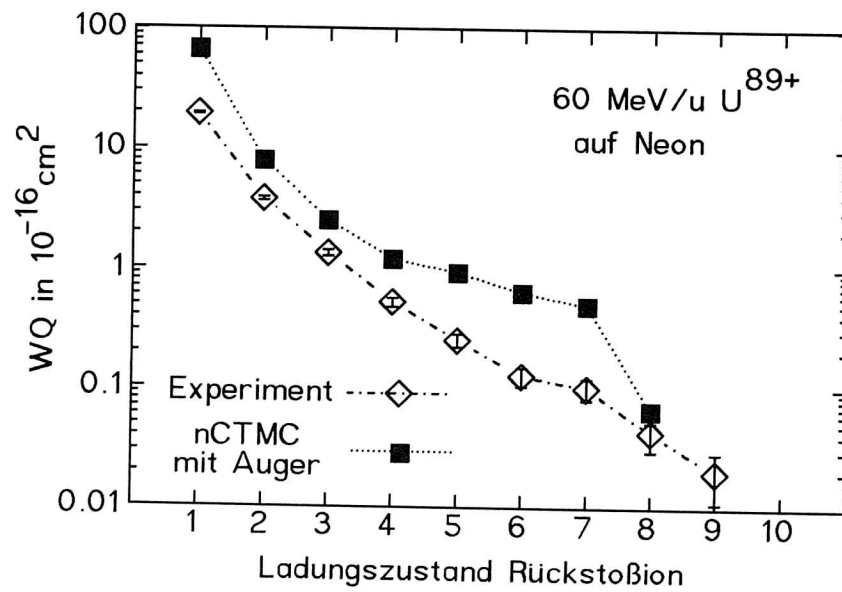


Bild 5.4.3.1.II.a 60 MeV/u U^{89+} auf Neon. Vergleich der experimentellen Wirkungsquerschnitte mit nCTMC-Rechnungen

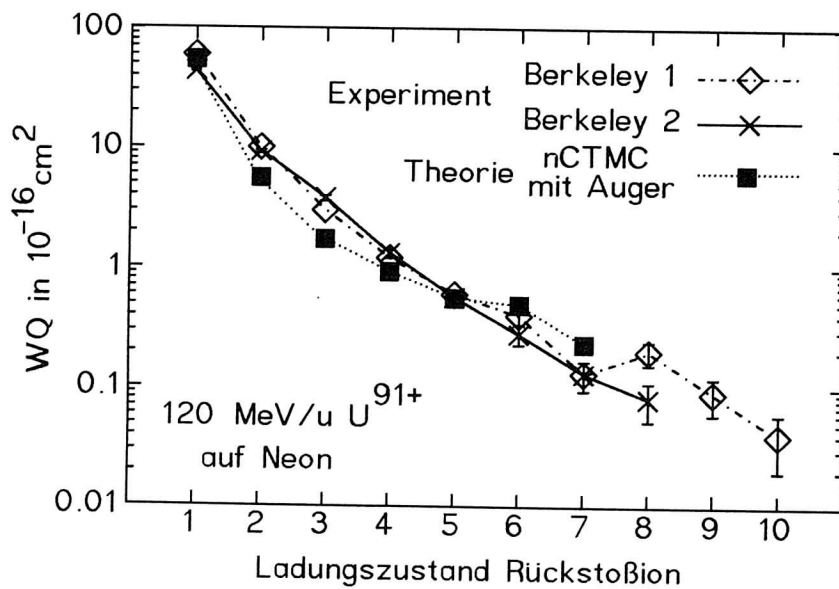


Bild 5.4.3.1.II.b 120 MeV/u U^{91+} auf Neon. Vergleich der experimentellen Wirkungsquerschnitte mit nCTMC-Rechnungen

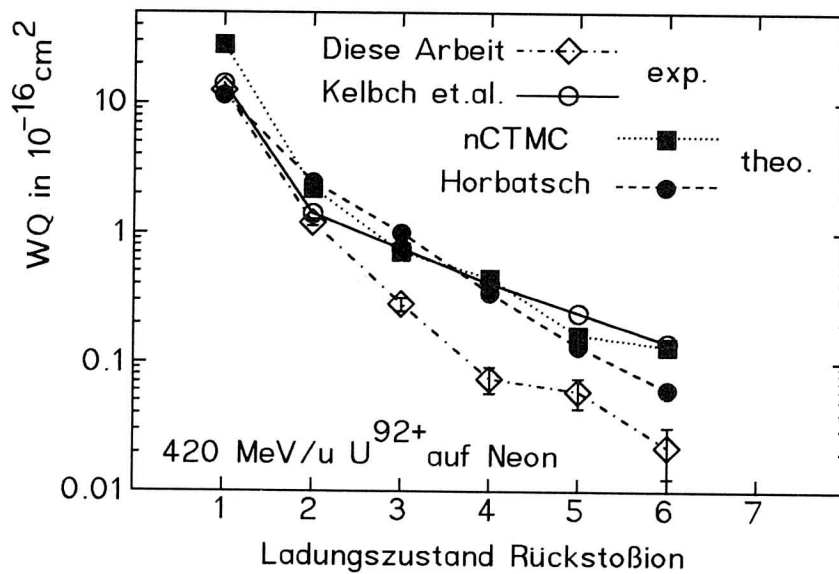


Bild 5.4.3.1.II.c 420 MeV/u U^{92+} auf Neon. Vergleich der experimentellen Wirkungsquerschnitte mit nCTMC-Rechnungen

Die Daten dieser Arbeit für 120 MeV/u U^{91+} auf Neon können mit den ebenfalls am BEVALAC durchgeführten Messungen von 1987 (/BER88/) verglichen werden und sind bis zum Ladungszustand $q=7$ trotz unterschiedlicher Verfahren der Absolutnormierung sowohl in der Höhe als auch in der Abhängigkeit vom Ladungszustand identisch. Auch die Rechnungen geben die Abhängigkeit sehr gut wieder.

Die Messung von 420 MeV/u U^{92+} auf Neon wurde schon einmal von Kelbch et al. (/KEL86/) durchgeführt. Während die niedrigen Ladungszustände $q=1$ und $q=2$ in beiden Messungen gut übereinstimmen, liegen die Werte für $q \geq 3$ von Kelbch et al. deutlich über denen dieser Arbeit. Da in diesem ersten Experiment von S. Kelbch et al. am BEVALAC aufgrund der schlechten Strahlqualität sehr viele Untergrundereignisse in den Zeitspektren auftraten, war es zur Identifikation der höheren Ladungszustände notwendig, eine Koinzidenzbedingung auf die in der Messung zusätzlich nachgewiesenen Elek-

tronen zu setzen.

Dieses Verfahren reduziert den Untergrund beträchtlich, birgt aber eine Gefahr in sich. Es wird nämlich vorausgesetzt, daß zu jedem Ladungszustand eines Rückstoßions die Nachweiswahrscheinlichkeit des Elektronenzweiges identisch ist. Nur dann wird durch die verwendete zusätzliche Bedingung das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte zueinander nicht verfälscht. Da aber zum Nachweis der Elektronen ein Channeltron mit einem kleinen Raumwinkel verwendet wurde, ist allein aus statistischen Erwägungen eine identische Nachweiswahrscheinlichkeit nicht gegeben. Es ist wesentlich wahrscheinlicher, daß eines der acht Elektronen eines im Stoß entstandenen Ne^{8+} nachgewiesen wird, als dies für Ne^{1+} mit nur einem Elektron der Fall ist. Zu dieser statistischen Problematik kommt noch hinzu, daß durch ein Channeltron mit einer reduzierten Effizienz auch Photonen nachgewiesen werden. Die Aussendung von Photonen ist aber auch ein Prozeß, der vermehrt durch hochgeladene Rückstoßionen geschieht. Beides zusammen - die höhere statistische Wahrscheinlichkeit durch mehr Elektronen und der Nachweis von Photonen führt dazu, daß Rückstoßionen höherer Ladungszustände in diesem Verfahren eine größere Nachweiswahrscheinlichkeit haben, wodurch die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte vom Ladungszustand flacher wird. Da in dem Experiment dieser Arbeit die Rückstoßionen direkt ohne eine zusätzliche Bedingung integriert wurden, ist anzunehmen, daß die Ergebnisse für hohe Ladungszustände zuverlässiger sind.

Sowohl die Rechnungen von M. Horbatsch (/KEL86/) als auch die Ergebnisse des nCTMC-Modells liegen für 420 MEV/u U^{92+} deutlich über den experimentellen Werten. Dieser Trend ist auch schon bei den totalen Ionisationsquerschnitten in Bild 5.2.2.II zu erkennen, in dem die Querschnitte für große Geschwindigkeiten überschätzt werden, wenn die Augerprozesse berücksichtigt werden. Das im Modell des nCTMC-Modell verwendete Verfahren, den Augerprozeß näherungsweise zu berücksichtigen, stimmt aber nur sehr unvollkommen mit der 'Realität' überein (siehe Kapitel 2.1.2.). Deshalb sind in den folgenden Bildern wieder beide Ergebnisse (mit und

ohne Augerprozeß) der nCTMC-Rechnungen eingetragen.
 Die Bilder 5.4.3.1.III.a und 5.4.3.1.III.b zeigen den Vergleich für die Stoßprozesse 300 MeV/u Bi^{67+} und 400 MeV/u

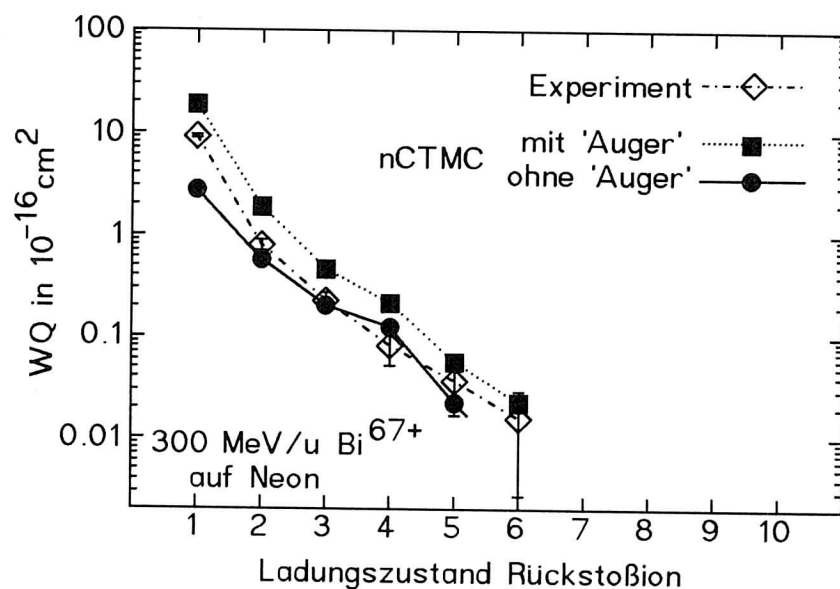


Bild 5.4.3.1.III.a 300 MeV/u Bi^{67+} auf Neon. Vergleich der experimentellen Wirkungsquerschnitte mit nCTMC-Rechnungen

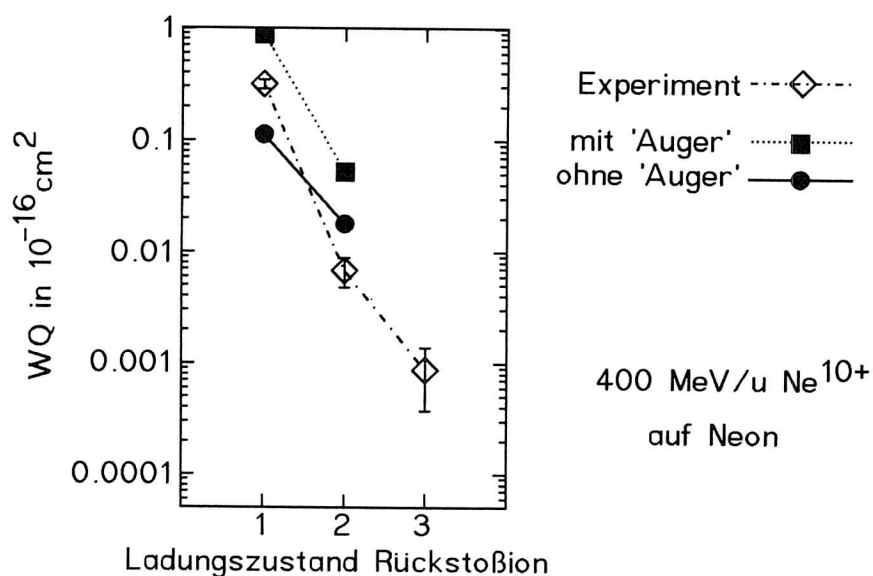


Bild 5.4.3.1.III.b 400 MeV/u Ne^{10+} auf Neon. Vergleich der experimentellen Wirkungsquerschnitte mit nCTMC-Rechnungen

Ne^{10+} auf Neon. Wieder geben die nCTMC-Rechnungen den Verlauf der absoluten Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Ladungszustände recht gut wieder. Aber auch hier ist die absolute Höhe der Wirkungsquerschnitte deutlich zu hoch, wenn der Augerprozeß in die Rechnung mit einbezogen wird. Läßt man ihn außer acht, dann erkennt man, daß die experimentellen Wirkungsquerschnitte in der absoluten Höhe gerade zwischen den Rechnungen mit und ohne Augerprozeß liegen. Die Rechnungen, die den Augerprozeß berücksichtigen, geben also für die schnellsten von uns gemessenen Stoßsysteme nur eine obere Schranke an.

5.4.3.2. Die Vielfachionisation von Argon

Bild 5.4.3.2.I zeigt den Vergleich zwischen den experimentellen Ergebnissen für die Vielfachionisation von Argon im Stoß mit $5.9 \text{ MeV/u Au}^{24+}$ und den Ergebnissen der nCTMC-Rechnungen mit und ohne Augerprozesse. Zu den Rechnungen ist

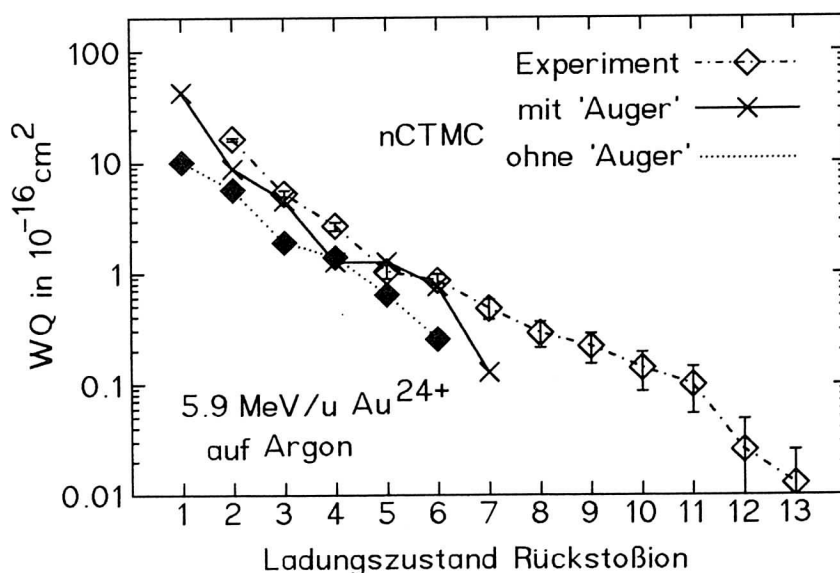


Bild 5.4.3.2.I $5.9 \text{ MeV/u Au}^{24+}$ auf Argon. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit nCTMC-Rechnungen

zu bemerken, daß aus Gründen der Rechenzeit diese mit nur zehn Elektronen statt mit achtzehn durchgeführt wurden. Möglicherweise werden dadurch die Wirkungsquerschnitte mit Augerübergängen zu klein, da die fehlenden acht Elektronen geringe Bindungsenergien haben und deshalb im nCTMC-Bild auf sie zuerst die überschüssige Energie übertragen wird. Trotzdem ist die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment sehr gut. Dies gilt auch für das Stoßsystem 60 MeV/u U^{89+} auf Argon (Bild 5.4.3.2.II).

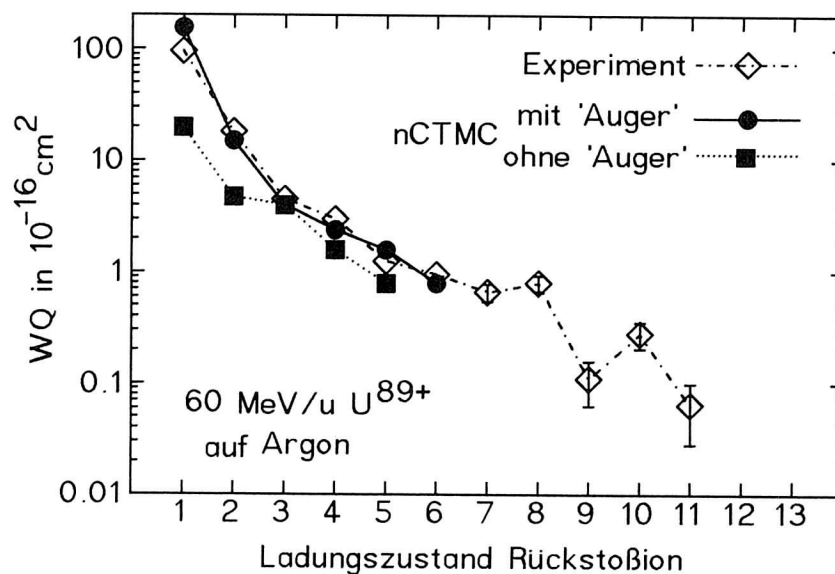


Bild 5.4.3.2.II 60 MeV/u U^{89+} auf Argon. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit nCTMC-Rechnungen

Bild 5.4.3.2.III zeigt einen Vergleich zwischen der früheren Messung (/BER88/) und dieser Arbeit für 120 MeV/u U^{91+} auf Argon. Die Übereinstimmung auch in der absoluten Höhe ist im Rahmen der Fehler beider Messungen sehr gut. Die Ergebnisse von nCTMC-Rechnungen liegen insbesondere für die hohen Ladungszustände etwas unter den experimentellen Daten. Da frühere Rechnungen mit allen achtzehn Targetelektro-

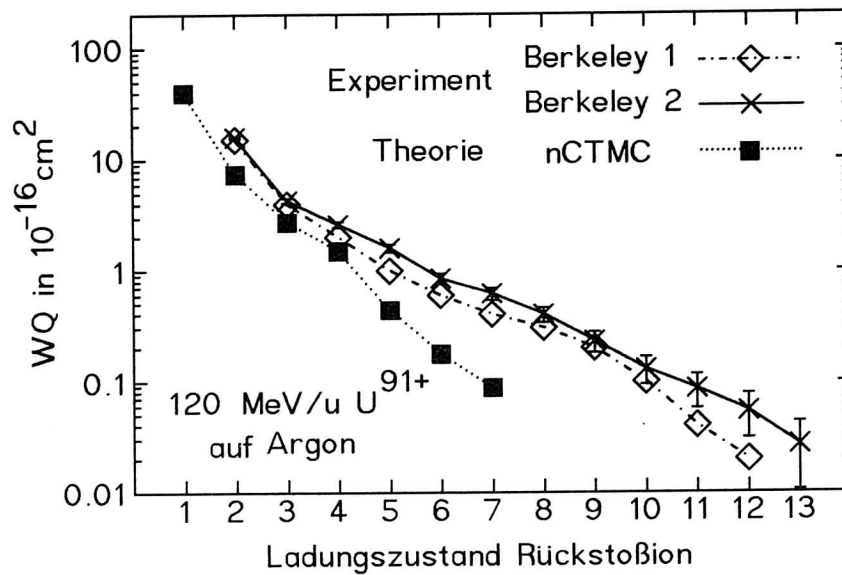


Bild 5.4.3.2.III 120 MeV/u U^{91+} auf Argon. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit nCTMC-Rechnungen

nen in der absoluten Höhe geringfügig über den Meßpunkten (/BER88/) und damit deutlich über den Rechnungen dieser Arbeit liegen, ist anzunehmen, daß der Unterschied zwischen den Rechnungen tatsächlich in der Anzahl der Targetelektro-
nen begründet ist. Für die absolute Höhe der Rechnungen dieser Arbeit für das Target Argon heißt das, daß die berechneten Werte für niedrige Ladungszustände um bis zu einem Faktor zwei über den gezeigten liegen. Damit ergibt sich für die Ionisation von Argon durch die sehr schnellen
Projektil 300 MeV/u Bi^{67+} (Bild 5.4.3.2.IV) und 400 MeV/u Ne^{10+} (Bild 5.4.3.2.V) ein Bild, das demjenigen des Neons entspricht. Die experimentellen Wirkungsquerschnitte liegen jeweils zwischen den Rechnungen mit und ohne Augerprozesse, so daß die nCTMC-Rechnungen sehr gute Übereinstimmung mit den Daten zeigen, jedoch für hohe Projektilgeschwindig-

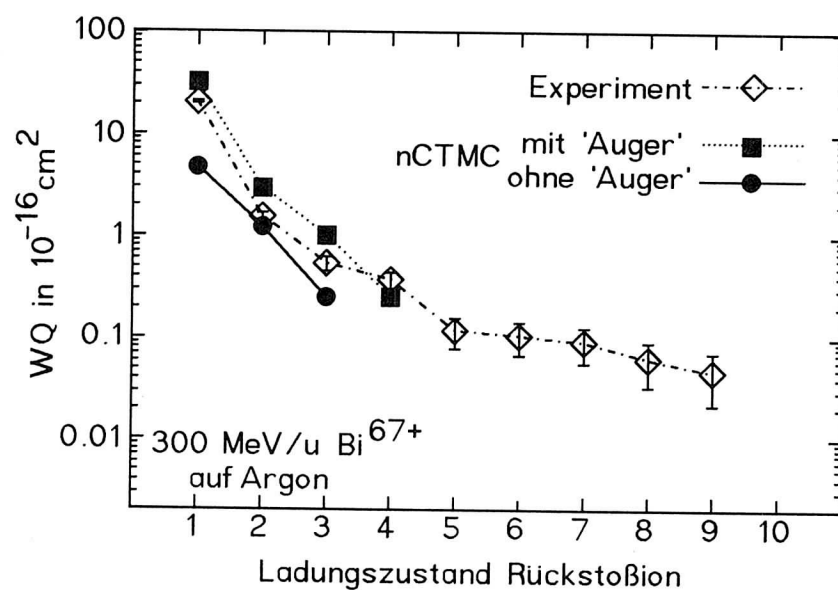


Bild 5.4.3.2.IV 300 MeV/u Bi^{67+} auf Argon. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit nCTMC-Rechnungen

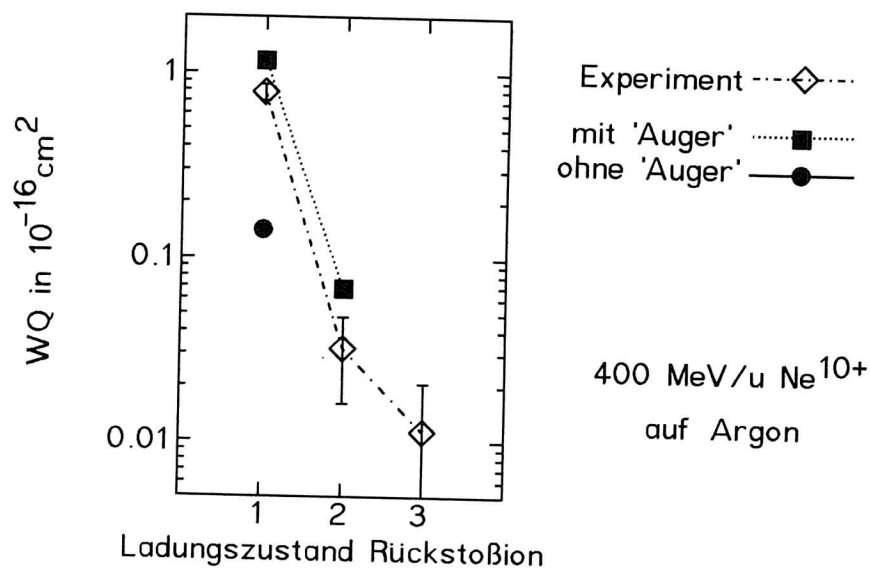


Bild 5.4.3.2.V 400 MeV/u Ne^{10+} auf Argon. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit nCTMC-Rechnungen

keiten dazu neigen, die absolute Höhe der Wirkungsquerschnitte zu überschätzen. Hier bilden die Ergebnisse der Rechnungen, die die Augerprozesse beinhalten, eine obere Grenze für die Wirkungsquerschnitte.

5.4.4. Die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte der einzelnen Ladungszustände für Argon

Am Beispiel der Vielfachionisation von Argon durch Uranprojekteile unterschiedlicher Geschwindigkeit und Ladung läßt sich die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Rückstoßionenladungszustände darstellen. Die Stoßsysteme Uran auf Argon sind von verschiedenen Autoren untersucht worden und bilden bisher den einzigen Satz experimenteller Daten, der einen großen Geschwindigkeitsbereich von 1.4 MeV/u bis 420 MeV/u systematisch überdeckt. So hat B. Schuch in seiner Diplomarbeit (/SCH84/, /MÜL86/) das Stoßsystem 1.4 MeV/u U^{4+} vermessen. 3.6 MeV/u U^{5+} , 5.9 MeV/u U^{5+} , 9.4 MeV/u U^{6+} , 15.5 MeV/u U^{7+} , 120 MeV/u U^{9+} und 420 MeV/u U^{9+} wurden von S. Kelbch et al., J. Ullrich et al. und H. Berg et al. untersucht (/KEL85/, /KEL86/, /ULL87/, /RIC85/, /BER88/). Ein Problem bei der Betrachtung der einzelnen Datensätze bilden die unterschiedlichen Projektilladungszustände von $q=44$ bis $q=92$. Um die einzelnen Ergebnisse miteinander vergleichen zu können, wurden die Wirkungsquerschnitte alle auf $q=50$ normiert, indem angenommen wurde, daß die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte vom Projektilladungszustand q sich ungefähr wie q^2 verhält. Diese Skalierung ist zwar nicht ganz korrekt (siehe die Diskussion bei der Untersuchung von Helium in den Abschnitten 5.3.1.2. und 5.3.2.3.), erfüllt für unsere Belange aber ihren Zweck. Als Ergebnis sind in den Bildern 5.4.4.I und 5.4.4.II die skalierten Wirkungsquerschnitte für verschiedene Ladungszustände als Funktion von v^2 , also der Projektilenergie dargestellt. Die Wirkungsquerschnitte steigen mit wachsender Geschwindigkeit erst an, erreichen ein Maximum und

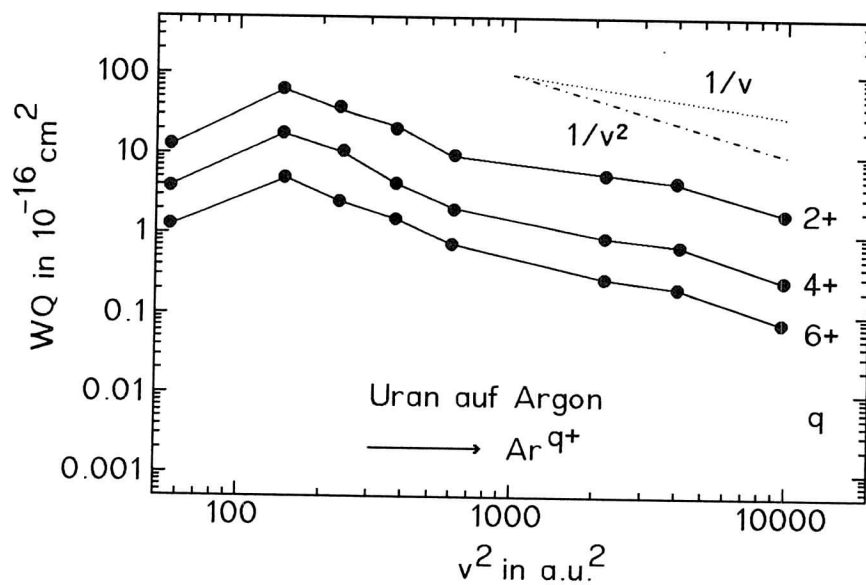


Bild 5.4.4.I Geschwindigkeitsabhängigkeit der Rückstoß-
 ionenquerschnitte für Uran auf Argon ($q \leq 6$)

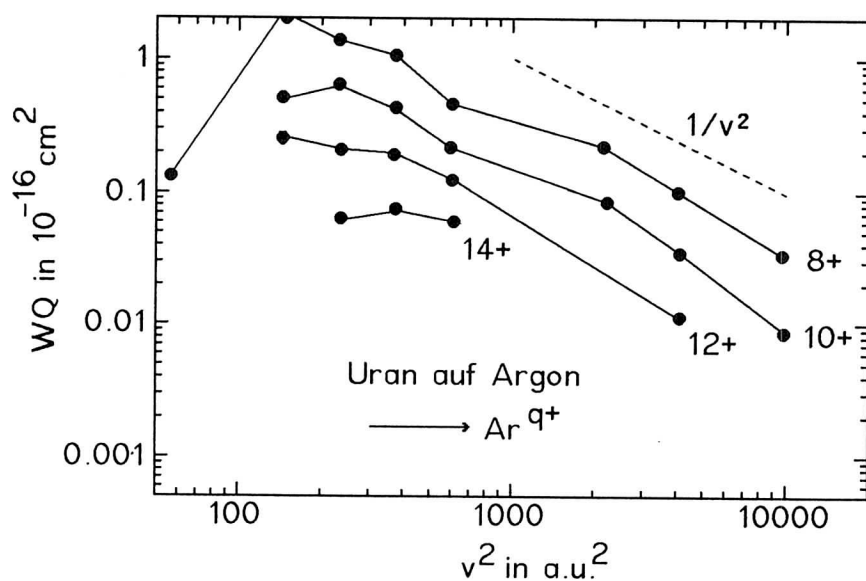


Bild 5.4.4.II Geschwindigkeitsabhängigkeit für Rückstoß-
 ionenquerschnitte für Uran auf Argon ($q \geq 8$)

fallen dann langsam wieder ab. Dieser Abfall der Querschnitte entspricht für die niedrigen Ladungszustände in etwa $1/v_p$ und für die höheren ungefähr $1/v_p^2$. Bemerkenswert ist, daß die Wirkungsquerschnitte aller Ladungszustände bei steigender Projektilenergie mit fast dem gleichen Gefälle zurückgehen. Dies ist von der Störungstheorie in Verbindung mit der Binominalstatistik her nicht zu erwarten, da diese eine Abhängigkeit wie $(1/v_p^2)^q$ vorhersagt (/INO71/).

Das erwähnte Maximum tritt für die einzelnen Ladungszustände der Rückstoßionen bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten auf. So erreichen die niedrigen Ladungen $q \leq 8$ den größten Wirkungsquerschnitt bei einer Energie von 3.6 MeV/u ($v^2 = 144.3$ a.u.²), während das Maximum für $q=10$ bei 5.9 MeV/u ($v^2 = 235.3$ a.u.²) und für $q=14$ erst bei 9.5 MeV/u ($v^2 = 373.1$ a.u.²) liegt. Damit ist zu erwarten, daß die beiden höchsten erreichbaren Ladungszustände $q=17$ und $q=18$ erst bei Energien zwischen 20 und 40 MeV/u den maximalen Wirkungsquerschnitt erreichen. Dies ist wichtig, um die Möglichkeiten der Erzeugung wasserstoffähnlicher beziehungsweise vollständig ionisierter Ionen mit einer 'Recoilionenquelle' in einem Speicherring abschätzen zu können. Genauere Untersuchungen dieser Problematik wurden von M. Unverzagt in seiner Diplomarbeit durchgeführt (/UNV92/).

5.5. Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse

Für verschiedene Stoßsysteme mit Energien zwischen 3.6 MeV/u und 1000 MeV/u und Projektilladungen zwischen $q=10$ und $q=92$ wurden die Wirkungsquerschnitte für die Ionisation der Edelgase Helium, Neon und Argon gemessen. Damit wurden sowohl der bisher bekannte Projektilgeschwindigkeits- als auch der Projektilladungsbereich erheblich erweitert. So konnten die Skalierungsgesetze für die totalen Wirkungsquerschnitte bis in den relativistischen Geschwindigkeitsbereich hinein fortgesetzt werden. Die Kenntnis der Geschwindigkeitsabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte ist vor allem für Messungen an Speicherringen und Synchrotrons wichtig.

Die totalen Wirkungsquerschnitte werden von nCTMC-Rechnungen mit einem Fehler von 50% selbst bei den höchsten Geschwindigkeiten befriedigend beschrieben.

Die Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Ladungszustände der ionisierten Edelgase werden ebenfalls gut beschrieben, wobei die Doppelionisation von Helium den Theorien immer noch einige Schwierigkeiten bereitet.

Abweichungen von Knudsens Skalierungsverhalten für das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte $\sigma(2+)/\sigma(1+)$ für Helium, die von Heber et al. (/HEB90/) für das Projektil N^{7+} im Bereich hoher Geschwindigkeiten beschrieben wurden, konnten für die sehr schnellen Projektile 500 MeV/u und 1000 MeV/u Kr^{36+} bestätigt werden. Diese Abweichungen werden nur von Andersens semiempirischen Formeln (/AND86/) nachvollzogen. Alle übrigen theoretischen Beschreibungen, vor allem auch die 'forced impulse method' von Reading und Ford (/REA87/), geben das Verhältnis $\sigma(2+)/\sigma(1+)$ in diesem Geschwindigkeitsbereich nicht richtig wieder.

Zusammenfassend kann man sagen, daß es nach vielen Jahren der Messung von Wirkungsquerschnitten für die Vielfachionisation von Edelgasen immer noch Überraschungen zu geben scheint. Da aber diese Wirkungsquerschnitte nur begrenzte Aussagen über die physikalischen Vorgänge der Ionisationsprozesse zulassen, ist es an der Zeit, sich auch für nahezu relativistische Projektile an den differentiellen Querschnitten zur Vielfachionisation zu versuchen. Neue experimentelle Entwicklungen von J. Ullrich und R. Dörner (/ULL91/, /DÖR91a/, /DÖR91b/) zur Messung der Energien der Rückstoßionen im Bereich von meV können trotz der schwierigeren experimentellen Situation auch auf den Hochenergiebereich angewendet werden. Dies verspricht, ein wenig mehr Licht in die immer noch nicht vollständig geklärten Prozesse zu bringen, die bei der Ionisation von Edelgasen ablaufen.

Nachdem der BEVALAC in Berkeley bedauerlicherweise geschlossen wurde, ist der neue Beschleunigerkomplex der Ge-

sellschaft für Schwerionenforschung mit Synchrotron und Speicherring die einzige Anlage, die Schwerionen mit Ladungen bis $q=92$ bei relativistischen Energien zur Verfügung stellen kann. Die guten experimentellen Bedingungen ermöglichen viele neue und interessante Messungen auf dem Gebiet der hochenergetischen Atomphysik.

6. Literaturverzeichnis

- /ABR66a/ R. Abrines, I. C. Percival, Proc Phys Soc 88
(1966), p 861
- /ABR66b/ R. Abrines, I. C. Percival, Proc Phys Soc 88
(1966), p 873
- /AND86/ L. H. Andersen, P. Hvelplund, H. Knudsen, S. P.
Möller, K. Elsener, K.-G. Rensfelt, E. Uggerhoj,
Phys Rev Lett 57 (1986), p 2147
- /AND87/ L. H. Andersen, P. Hvelplund, H. Knudsen, S. P.
Möller, A. H. Sorensen, K. Elsener, K.-G. Rensfelt,
E. Uggerhoj, Phys Rev A36 (1987), p 3612
- /AND88/ H. Andersen, G. Astner, H. Cederquist, J Phys B21
(1988), p L188
- /ANH79/ R. Anholt, Phys Rev A19 (1979), p 1009
- /AVR57/ V. V. Afrosimov, N. V. Fedorenko, J Tech Phys 27
(UDSSR) (1957), p 2557
- /BAR92/ R. J. Bartlett, P. J. Walsh, Z. X. He, Y. Chung,
E. M. Lee, J. A. R. Samson, Phys Rev A46 (1992),
p 5574
- /BE86/ S. H. Be, T. Tonuma, H. Kumagai., H. Shibata,
M. Kase, T. Kambara, I. Kohno, H. Tawara,
J Phys B19 (1986), p 1771
- /BEC84/ R. L. Becker, A. L. Ford, J. F. Reading,
Phys Rev A29 (1984), p 3111
- /BEL79/ D. Belkic, R. Gayet, A. Salin, Phys Rep 56 (1979),
p 279

- /BEN88/ I. Ben-Itzhak, J. H. McGuire, Phys Rev A38 (1988),
p 6422
- /BER78/ K. H. Berkner, W. G. Graham, R. V. Pyle, A. S.
Schlachter, J. W. Stearns, R. E. Olson, J Phys B11
(1978), p 875
- /BER88/ H. Berg, R. Dörner, C. Kelbch, S. Kelbch, J.
Ullrich, S. Hagmann, P. Richard, H. Schmidt-
Böcking, A. S. Schlachter, M. Prior, H. J. Crawford,
J. M. Engelage, I. Flores, D. H. Loyd, J. O.
Pedersen, R. E. Olson, J Phys B21 (1988), p 3929
- /BER92/ H. Berg, J. Ullrich, E. Bernstein, M. Unverzagt,
L. Spielberger, J. Euler, D. Schardt, O. Jagutzki,
H. Schmidt-Böcking, R. Mann, P. H. Mokler, S.
Hagmann, P. D. Fainstein, J Phys B25 (1992), p 3655
- /BOH48/ N. Bohr, K Dansk Vidensk Selsk Mat-Phys Meddr 18
Nr 8
- /COC79/ C. L. Cocke, Phys Rev A20 (1979), p 749
- /DAT90/ S. Datz, R. Hippler, L. H. Andersen, P. F. Dittner,
H. Knudsen, H. F. Krause, P. D. Miller, P. L.
Pepmiller, C. T. Rosseel, R. Schuch, N.
Stolterfoht, Y. Yamazaki, C. R. Vane, Phys Rev A41
(1990), p 3559
- /DEB90/ N. C. Deb, D. S. Crothers, J Phys B23 (1990),
p L799
- /DUB84/ R. D. DuBois, L. H. Toburen, M. E. Rudd,
Phys Rev A29 (1984), p 70
- /DUB88/ R. D. DuBois, L. H. Toburen, Phys Rev A38 (1988),
p 3960

- /DÖR91/ R. Dörner, J. Ullrich, H. Schmidt-Böcking,
GSI Report, GSI-91-28 (1991)
- /DÖR91a/ R. Dörner, J. Ullrich, O. Jagutzki, S. Lencinas,
A. Gensmantel, H. Schmidt-Böcking, Zeitschrift
für Physik (1991), accepted for publication
- /DÖR91b/ R. Dörner, Doktorarbeit, Universität Frankfurt
(1991)
- /EIC81/ D. Eichenauer, N. Grün, W. Scheid, J Phys B14
(1981), p 3929
- /EVE66/ E. Everhart, Q. C. Kessel, Phys Rev 146 (1966), p 27
- /FAI88/ P. D. Fainstein, V. H. Ponce, R. D. Rivarola,
J Phys B21 (1988), p 287 und p 2989
- /FAI91/ P. D. Fainstein, V. H. Ponce, R. D. Rivarola,
J Phys B24 (1991), p 3091
- /FAN91/ X. Fang, J. F. Reading, Nucl Inst and Meth B53
(1991), p 453
- /FOR85/ B. L. Ford, J. F. Reading, Nucl Inst Meth B10/11
(1985), p 12
- /FOR88/ B. L. Ford, J. F. Reading, J Phys B21 (1988),
p L685
- /FOR90/ B. L. Ford, J. F. Reading, J Phys B23 (1990),
p 2567
- /FUK91/ H. Fukuda, I. Shimamura, L. Vegh, T. Watanabe,
Phys Rev A 44 (1991), p 1565

- /GAO84/ R. S. Gao, P. S. Gibner, J. H. Newman, K. A. Smith,
R. F. Stebbings, Rev Sci Instr 55 (11) (1984),
p 1756
- /GEN92/ A. Gensmantel, J. Ullrich, R. Dörner, R.E. Olson,
K. Ullmann, E. Forberich, S. Lencinas, H. Schmidt-
Böcking, Phys Rev A45 (1992), p 4572
- /GRA80/ T. J. Gray, C. L. Cocke, E. Justiniano,
Phys Rev A22 (1980), p 849
- /HAN73/ J. M. Hansteen, O. P. Mosebekk, Nucl Phys A201
(1973), p 541
- /HAN74/ J. M. Hansteen, O. M. Johnson, L. Kochbach,
J Phys B7 (1974), p L271
- /HAU82a/ H. R. Haugen, L. H. Andersen, P. Hvelplund,
H. Knudsen, Phys Rev A26 (1982), p 1950
- /HAU82b/ H. R. Haugen, L. H. Andersen, P. Hvelplund,
H. Knudsen, Phys Rev A26 (1982), p 1962
- /HEB90/ O. Heber, B. B. Bandong, G. Sampoll, R. L. Watson,
Phys Rev Lett 64 (1990), P 851
- /HEN89/ D. Hennecart, X. Husson, D. Lecler, I. Lesteven-
Vaisse, J. P. Grandin, Rad. Eff. Def. in Sol. 110
(1989), p 141
- /HOC90/ B. Hochadel, Diplomarbeit am MPI Heidelberg (1990)
- /HOR83/ M. Horbatsch, J. W. Darewych, R.P. McEachran,
J Phys B16 (1983), p 4451
- /HOR85/ M. Horbatsch, R. M. Dreizler, Phys Rev Lett A113
(1985), p 251

- /HOR86a/ M. Horbatsch, J Phys B19 (1986), p L193
- /HOR86b/ M. Horbatsch, Z Phys D1 (1986), p 337
- /HOR86c/ M. Horbatsch, R. M. Dreizler, Z Phys D2 (1986),
p 183
- /HVE80/ P. Hvelplund, H. K. Haugen, H. Knudsen,
Phys Rev A22 (1980), p 1930
- /INO71/ M. Inokuti, Rev of Mod Phys 43 (1971), p 297
- /JAN80/ R. K. Janev, L. P. Presnyakow, J Phys B13 (1980),
p 4233
- /JAN88/ R. K. Janev, R. A. Phaneuf, H. T. Hunter, At Data
Nucl Data Tables (1988), p 249
- /JAN92/ R. K. Janev, Atomic and Plasma Mater. Interaction
Data for Fusion (Nucl. Fusion Supply) vol.3 (1992),
in press
- /KEL84/ S. Kelbch, H. Schmidt-Böcking, J. Ullrich, R.
Schuch, E. Justiniano, H. Ingwersen, C. L. Cocke,
Z Phys B17 (1984), p 9
- /KEL85/ S. Kelbch, J. Ullrich, R. Mann, P. Richard,
H. Schmidt-Böcking, J Phys B18 (1985), p 323
- /KEL86/ S. Kelbch, J. Ullrich, W. Rauch, H. Schmidt-Böcking,
M. Horbatsch, R. M. Dreizler, S. Hagmann, R. Anholt,
A. S. Schlachter, A. Müller, P. Richard, C. Stoller,
C. L. Cocke, R. Mann, W. E. Meyerhof, J. D.
Rasmussen, J Phys B19 (1986), p L47
- /KEL89/ S. Kelbch, C. L. Cocke, S. Hagmann, M. Horbatsch,
C. Kelbch, R. Koch, H. Schmidt-Böcking, J.
Ullrich, J Phys B22 (1989), p 1277

- /KEL91/ C. Kelbch, Dissertation Universität Frankfurt/Main
(1991), GSI 91-12 Report, April 1991
- /KES66/ Q. G. Kessel, E. Everhart, Phys Rev 146 (1966), p 16
- /KNU81/ H. Knudsen, H. K. Haugen, P. Hvelplund,
Phys Rev A23 (1981), p 597
- /KNU84/ H. Knudsen, L. H. Andersen, P. Hvelplund, G.
Astner, H. Cederquist, H. Danared, L. Liljeby,
R.-G. Rensfelt, J Phys B17 (1984), p 3545
- /LEV91/ J. C. Levin, D. W. Lindle, N. Keller, R. D. Miller,
Y. Azuma, N. Berrah-Mansour, H. G. Berry, I. A.
Sellin, Phys Rev Lett 76 (1991), p 968
- /LOW65/ J. F. Lowry, D. H. Tombonlian, D. L. Ederer,
Phys Rev 137 (1965), p A1054
- /MAN81/ R. Mann, F. Folkmann, H. F. Beyer, J Phys B14
(1981), p 1161
- /MAN83/ S. T. Manson, R. D. DuBois, L. H. Toburen,
Phys Rev Lett 51 (1983), p 1542
- /MCG82/ J. H. McGuire, Phys Rev A26 (1982), p 143
- /MCG87/ J. H. McGuire, A. Müller, B. Schuch, W. Groh, E.
Salzborn, Phys Rev A35 (1987), p 2479
- /MCK87/ M. L. McKenzie, R. E. Olson, Phys Rev A35 (1987),
p 2863
- /MEN92/ L. Meng (1992), private communication

- /MEN93/ L. Meng, R. E. Olson, R. Dörner, J. Ullrich, H. Schmidt-Böcking, Journal of Physics (1993), submitted for publication
- /MON89/ V. J. Montemayor, G. Schiewitz, Phys Rev A40 (1989), p 6223
- /MÜL76/ A. Müller, E. Salzborn, Phys Lett 58A (1976), p 19
- /MÜL86/ A. Müller, B. Schuch, W. Groh, E. Salzborn, H. F. Beyer, P. M. Mokler, R. E. Olson, Phys Rev A33 (1986), p 3010
- /MÜL87/ A. Müller, B. Schuch, W. Groh, E. Salzborn, Z Phys D7 (1987), p 251
- /NAK88/ Y. Nakai, T Shirai, T. Tabata, R. Ito, Physica Scripta T28 (1988), p 77
- /OLS77/ R. E. Olson, A. Salop, Phys Rev A16 (1977), p 531
- /OLS78a/ R. E. Olson, Phys Rev A18 (1978), p 2464
- /OLS78b/ R. E. Olson, K. H. Berkner, W. G. Graham, R. V. Pyle, A. S. Schlachter, J. W. Stearns, Phys Rev Lett 41 (1978), p 163
- /OLS79/ R. E. Olson, J Phys B12 (1979), p 1843
- /OLS87/ R. E. Olson, J. Ullrich, H. Schmidt-Böcking, J Phys B20 (1987), p L809
- /OLS88/ R. E. Olson, T. J. Gray, Phys Rev Lett 61 ((1988), p 302
- /OLS89/ R. E. Olson, J. Ullrich, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking, Phys Rev A40 (1989), p 2843

- /ULL84/ J. Ullrich, C. L. Cocke, S. Kelbch, R. Mann,
P. Richard, H. Schmidt-Böcking, J Phys B17 (1984),
p L785
- /ULL86/ J. Ullrich, K. Bethge, S. Kelbch, W. Schadt,
H. Schmidt-Böcking, K. E. Stiebing, J Phys B19
(1986), p 437
- /ULL87/ J. Ullrich, Dissertation Universität Frankfurt/Main,
(1987)
- /ULL87/ J. Ullrich, H. Schmidt-Böcking, S. Kelbch, H. Berg,
C. L. Cocke, S. Hagmann, P. Richard, A. S.
Schlachter, R. Mann, Nucl Inst Meth B23 (1987),
p 131
- /ULL91/ J. Ullrich, R. Dörner, S. Lencinas, O. Jagutzki,
H. Schmidt-Böcking, U. Buck, Nucl Inst Meth (1991),
accepted for publication
- /ULLM89/ K. Ullmann, Diplomarbeit Frankfurt/Main (1989)
- /UNV92/ M. Unverzagt, Diplomarbeit Frankfurt/Main (1992)

7. Danksagungen

Ich möchte mich bei all denen herzlich bedanken, die zum erfolgreichen Abschluß dieser Arbeit beigetragen haben, insbesondere bei meinen Eltern für die Unterstützung während des ganzen Studiums.

Mein besonderer Dank gilt auch Prof. Dr. Horst Schmidt-Böcking, der durch sein sehr persönliches Engagement das Arbeitsklima in unserer Gruppe geprägt und dadurch viel zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Herrn Prof. Dr. K. Bethge danke ich für die Aufnahme ins Institut und den Damen und Herren der Fein- und Grobmechanik, der Elektronik und der Schreinerei für ihre große Hilfsbereitschaft. Herrn Heinz Wesp von der GSI sei für die schnelle und saubere Ausführung der (jedesmal) dringenden feinmechanischen Arbeiten gedankt.

Bei Prof. P. M. Mokler und der Abteilung Atomphysik der GSI möchte ich mich für die große Unterstützung bei der Durchführung der Experimente bedanken, genauso wie auch bei der Arbeitsgruppe der Biophysik für die Hilfsbereitschaft und die gute Kooperation während der Experimente.

Auch die Beschleunigermannschaft des UNILAC und des SIS der GSI hat ein großes Lob für ihre hervorragende Arbeit verdient.

Dr. John Tanis sei dafür gedankt, daß er mich während einer langen Nachtschicht am BEVALAC außer auf die Vorzüge der Kombination von amerikanischem Bier mit Doughnuts auch auf die Wichtigkeit der Untersuchung der Heliumionisation in relativistischen Stoßsystemen hingewiesen hat.

Allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe sei gedankt für ihre dauernde Hilfsbereitschaft und für das freundschaftliche persönliche Gruppenklima.

Ein ganz besonderer Dank gilt Herrn Dr. Joachim Ullrich, der mir durch seine Unterstützung bei der Durchführung der Experimente am UNILAC und im Cave A am SIS, sein Interesse und seine Diskussionsbereitschaft sehr viel geholfen hat.

Zuletzt noch ein Dank an meine Frau Bettina, nicht zuletzt natürlich auch für ihre Hilfe bei der Rezension dieser Arbeit.

